Polarisation und Winkelverteilung der Neutronen aus der Reaktion $^{13}C(^{3}He,n_{o})^{15}O$

Inauguraldissertation

zur Erlangung der Doktorwürde

der

Freien Universität Berlin

- Fachbereich Physik -

vorgelegt von

Bernhard Efken

aus Meppen

- Juli 1971 -

1. Gutachter:	Prof. Dr. K. H. Lindenberger
2. Gutachter:	Priv.-Dozent Dr. J. Scheer
Tag der mündlichen Prüfung:	24. August 1971
Tag der Promotion:	

Polarisation und Winkelverteilung der Neutronen aus der Reaktion $^{13}C(^{3}He,n_{o})^{15}O$

Inauguraldissertation

zur Erlangung der Doktorwürde

der

Freien Universität Berlin

- Fachbereich Physik -

vorgelegt von

Bernhard E f k e n

aus Meppen

- Juli 1971 -

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

Inhaltsverzeichnis

		Seite
Zusammenfassung		
I	Einleitung	1
II	Meßmethoden und experimenteller Aufbau	6
	1. Polarisation	6
	a) Strahlführung	6
	b) Target	6
	c) Meßprinzip	7
	d) Zählerteleskop und Elektronik	11
	e) Monitore	13
	2. Elastische Streuung	14
	3. Differentieller Wirkungsquerschnitt	14
III	Meßergebnisse	16
	1. Elastische ^{3}He-Streuung	16
	2. Reaktionswirkungsquerschnitt	18
	3. Polarisation	20
IV	Modellvorstellungen, Abschätzungen und Berechnungen	27
	1. Compoundkernbeiträge	27
	2. Überlegungen zur Theorie direkter Reaktionen	28
	3. DWBA zum Beschreiben einer Zweiteilchen-Transferreaktion	29
	4. DWBA-Analyse	33
	a) Durchführung	33
	b) Diskussion	36
	c) Zusammenfassung	42
V	Literaturverzeichnis	44

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41548901_0013

Zusammenfassung

Es wurde die Zwei-Nukleonen-Transferreaktion $^{13}C(^{3}He,n)^{15}O$ bei zwei ^{3}He-Energien (E = 5.5 MeV und 7.0 MeV) untersucht. Die Winkelabhängigkeit der Polarisation und des differentiellen Wirkungsquerschnitts der Neutronen aus der Reaktion und der elastisch an ^{13}C gestreuten ^{3}He-Teilchen wurde gemessen. Die Anregungsfunktionen des differentiellen Wirkungsquerschnitts für Reaktionswinkel $\Theta_{lab} = 0^{\circ}$ und 150° wurden bestimmt.

Der Einfluß von Compoundkernreaktionen wurde abgeschätzt. Im Rahmen der direkten Reaktionen wurden die Meßergebnisse anhand von DWBA-Rechnungen diskutiert. Zur Beschreibung der Struktur von ^{13}C und ^{15}O wurden Modell-Rechnungen in verschiedenen Konfigurationsräumen und mit verschiedenen optischen Potentialen durchgeführt. Die Beschreibung der generellen Struktur der elastischen Streuungen, des differentiellen Wirkungsquerschnitts und der Polarisation der Neutronen aus der Reaktion war möglich, für die Polarisation gelang dies jedoch nicht für kleine Streuwinkel. Unter Berücksichtigung der großen Empfindlichkeit der Zwei-Nukleonen-Transferreaktion und speziell der Polarisation auf den Reaktionsablauf kann die Beschreibung der experimentellen Daten durch einen direkten Reaktionsmechanismus als zufriedenstellend bezeichnet werden.

1 Einleitung

Erst in den letzten Jahren hat das Studium von Zwei-Teilchen-Transferreaktionen an Bedeutung gewonnen, da es jetzt möglich ist, den dabei auftretenden Schwierigkeiten, die größer sind als bei Ein-Teilchen-Transferreaktionen, zu begegnen. Diese ergeben sich nicht so sehr aus dem experimentellen Aufwand - ^{3}He- und Tritonstrahlen gibt es schon etwa 10 Jahre, um Reaktionen wie (^{3}He,n), (^{3}He,p) oder auch (t,p) zu untersuchen - sondern bei der Interpretation der Messungen und der Reduktion der Daten auf Parameter, die für verschiedene Kerne vergleichbar sein müssen. Bei direkten Reaktionen mit einem Einteilchentransfer gelingt es, im Rahmen des optischen Modells mit der Methode der "Distorted-Wave-Born-Approximation" (DWBA) relativ zuverlässige Aussagen über die Kernstruktur in Form des spektroskopischen Faktors zu erhalten. Für sehr leichte Kerne ist es aber auch hierbei schwierig, geeignete Parameter zu finden, mit denen die Messungen der elastischen Streuungen am Anfangs- und Endkern, des differentiellen Wirkungsquerschnitts und der Polarisation errechnet werden können (Bus 70, Hil 68). Messungen all dieser Größen sind als Test erforderlich, bisher aber selten durchgeführt worden und dann meistens in partiellen Messungen. Spezielle Probleme bei der Zwei-Nukleonen-Transferreaktion sind die folgenden:

Die Winkelverteilung des differentiellen Wirkungsquerschnitts der Reaktion ist charakterisiert durch den Bahndrehimpuls L der übertragenen Teilchen. Bei einer Einteilchen-Transferreaktion ist aufgrund der Drehimpulserhaltung der Bahndrehimpuls gleich dem Drehimpuls des übertragenen Teilchens in der Schalenmodellbahn des Endkerns, bei der Zweiteilchen-Transferreaktion muß sich der Bahndrehimpuls aus den Drehimpulsen der beiden Nukleonen im Endkern zusammenkoppeln lassen. Es kommt so im allgemeinen zu einer kohärenten Überlagerung der einzelnen Konfigurationen der Anfangs- und Endzustandswellenfunktionen in der Transferamplitude. Um differentielle Wirkungsquerschnitte und Polarisationen für den Zweinukleonentransfer im Rahmen der DWBA zu berechnen, eignen sich zwar die üblichen Programme, es muß aber der Formfaktor, die Radialfunktion der übertragenen Teilchen, extern dazugegeben werden. Ohne eine Modellvorstellung läßt sich der Formfaktor für einen

Zwei-Teilchen-Transfer aber nicht berechnen, die Struktur des Targetgrundzustandes und der erreichten Endzustände geht als eine Annahme mit in die Berechnung ein. Schon kleine Konfigurationsbeimischungen zu den Hauptbeiträgen können sich aufgrund möglicher Interferenzen stark auswirken. Die Zweiteilchen-Transferreaktion stellt somit eine scharfe Prüfung für theoretische Modellwellenfunktionen dar.

Nur wenige Untersuchungen der Polarisation im Ausgangskanal nach einer Zweiteilchen-Transferreaktion sind bisher durchgeführt worden. So wurden zum Beispiel (^{3}He,p)-Reaktionen nur an ^{10}B (Sim 65/67) und ^{12}C (Krau 66, Eler 71) gemessen, (^{3}He,n)-Winkelabhängigkeitsmessungen der Polarisation liegen außer bei ^{13}C noch bei ^{9}Be (Thom 67), ^{12}C (Scha 67) und ^{24}Mg (DeMa 69) vor. Fast alle diese Messungen sind bei niedrigen Energien unter 5 MeV durchgeführt worden.
Mit Modellrechnungen für eine direkte Reaktion ist es De Martini gelungen, für die ^{24}Mg(^{3}He,n)-Reaktion bei einer Einschußenergie von 5.6 MeV die Daten des differentiellen Wirkungsquerschnitts von McMurray et al. (Mur 67) gut zu beschreiben, während die errechnete Polarisation sich um das Vorzeichen von der gemessenen unterscheidet. Bei der Reaktion ^{12}C(^{3}He,n)^{14}O beschreibt Schaller (Scha 67) bei 3.7 MeV ^{3}He-Einschußenergie in guter Übereinstimmung mit dem Experiment die elastische Streuung für ^{3}He-Teilchen und die Polarisation der Neutronen, wobei die Extrema in ihrer Lage und die Nulldurchgänge in der Messung und in der Rechnung übereinstimmen. Die Berechnung des differentiellen Wirkungsquerschnitts der Reaktion kann hingegen nicht befriedigen, da sie nicht das für einen L = 0-Übergang charakteristische Verhalten zeigt. Compoundkernbeiträge werden von den Autoren aufgrund der relativ niedrigen ^{3}He-Einschußenergien für wahrscheinlich gehalten, es ist darauf hinzuweisen, daß die 0°-Anregungsfunktion der ^{12}C(^{3}He,n)-Reaktion (Towl 61, Adel 70) wesentlich stärkere Strukturen als die der ^{13}C(^{3}He,n)-Reaktion aufweist.

Von F. Sichelschmidt (Sic 70) ist ein Vergleich der verschiedenen Modellvorstellungen anhand der Neutronenwinkelverteilung der Reaktion ^{13}C(^{3}He,n)^{15}O

bei 5.7 MeV für den Grundzustandsübergang durchgeführt worden. So liefert zum Beispiel die Annahme des einfachen Schalenmodells einen um einen Faktor drei kleineren Wirkungsquerschnitt als die Modelle mit Beimischungen aus der (2s, 1d)-Schale von Zuker (Zuk 69) oder Shukla und Brown (Shu 68). Die zuletzt genannten Modelle liefern für den Grundzustand etwa gleiche Intensitäten. Alle theoretischen Winkelverteilungen zeigen in guter Übereinstimmung mit dem Experiment das typische Bild eines L = 0-Übergangs, das sich in einem ausgeprägten Vorwärtsmaximum äußert. Die von Din et al. (Din 65) gemessenen Winkelverteilungen der Reaktion $^{13}C(^{3}He,n_o)^{15}O$ zeigen diese bevorzugte Emission von Neutronen in kleine Streuwinkel ab etwa 3 MeV.

Die direkten Reaktionen und die Compoundkernbildung, wobei sich das System etwa 10^{-18} sec in einem metastabilen Gleichgewichtszustand befindet, stellen die Extremfälle der Reaktionsmechanismen dar. Dazwischen gibt es die verschiedenen Möglichkeiten von Mehrstufenprozessen. Wie in dieser Arbeit diskutiert werden wird, überwiegt bei der betrachteten Reaktion der direkte Prozeß. Im folgenden wird die experimentelle Situation zu Beginn dieser Arbeit geschildert.

Die 0°-Anregungsfunktion für Neutronen zum Grundzustand von ^{15}O weist bis 5.5 MeV (Din 65, Dug 63) Abweichungen von der mittleren Erwartung der Zunahme des Wirkungsquerschnitts auf. Die relativen Maxima der Anregungsfunktion liegen bei Energien, die angeregten Zuständen im ^{16}O entsprechen, wie man auch Abb. 5 entnehmen kann. Das tiefe Minimum bei 4.4 MeV entspricht einem Maximum in der 0°-Anregungsfunktion der Reaktion $^{13}C(^{3}He,p_o)^{15}N$ (Schi 56). Oberhalb von 7.5 MeV bis 11 MeV bleibt die Anregungsfunktion annähernd konstant (Desh 64). Neben einem glatten Verlauf der Anregungsfunktionen erwartet man für eine direkte Reaktion ebenfalls sich nur schwach ändernde Werte der Neutronenpolarisation in Abhängigkeit von der Energie. Die Polarisationsmessungen von Stammbach et al. (Stam 68) im Energiebereich zwischen 2.95 und 3.85 MeV zeigen sehr stark mit der Energie sich ändernde Werte der Polarisation,

während oberhalb von 4 MeV die Meßpunkte auf einen wesentlich gleichmäßigeren Verlauf der Energieabhängigkeit der Polarisation hinweisen (De Ma 69). Diese Messungen werden noch zu diskutieren sein. Durch die Rechnungen zu diesen Messungen wird für große Rückwärtswinkel eine hohe Polarisation vorhergesagt, die durch Experimente nicht bestätigt sind.

Ziele dieser Arbeit sind nun:

1. zu untersuchen, ob sich aus den Polarisationsdaten Rückschlüsse auf den Reaktionsmechanismus ziehen lassen,
2. zu prüfen, ob und mit welchen optischen Potentialen und Modellwellenfunktionen sich die $^{13}C(^3He,n)$-Reaktion durch einen direkten Reaktionsmechanismus beschreiben läßt,
3. festzustellen, ob die für die ^{12}C und $^{13}C(^3He,n)$-Reaktionen vorhergesagten hohen Rückwärtsmaxima der Polarisation der Wirklichkeit entsprechen.

Hierzu wurden folgende Messungen durchgeführt:

1. die Bestimmung des elastischen Streuquerschnitts $^{13}C(^3He,{}^3He)^{13}C$,
2. die Bestimmung des differentiellen Reaktionswirkungsquerschnitts $^{13}C(^3He,n)^{15}O$ mit Anregungsfunktionen unter $\Theta_{lab} = 0^\circ$ und 150°,
3. die Bestimmung der Polarisation der Neutronen aus der Reaktion $^{13}C(^3He,n)^{15}O$.

Die ^3He-Einschußenergien betrugen 5.5 ± 0.15 MeV und 7.0 ± 0.15 MeV.

Bei diesen Messungen wurde erreicht, daß im Gegensatz zu allen anderen bisher vorliegenden Polarisationsmessungen der Neutronen nach Zweiteilchen-Transferreaktionen alle Meßdaten bei gleichen Energien und für die Reaktion mit gleicher Energieauflösung gewonnen werden konnten. Da es für die Art des Reaktionsmechanismus entscheidend ist, daß möglichst hohe Einschußenergien gewählt werden, wurde die Messung bei 7 MeV durchgeführt. Das ist die höchste Energie, bei der bisher $(^3He,n)$-Polarisationsexperimente ausgeführt wurden.

Bevor auf die einzelnen Meßmethoden eingegangen wird, sei noch in Abb. 1 das Niveauschema für diese Reaktion zusammengestellt, soweit es bekannt und von Interesse ist (Ajz 70/71).

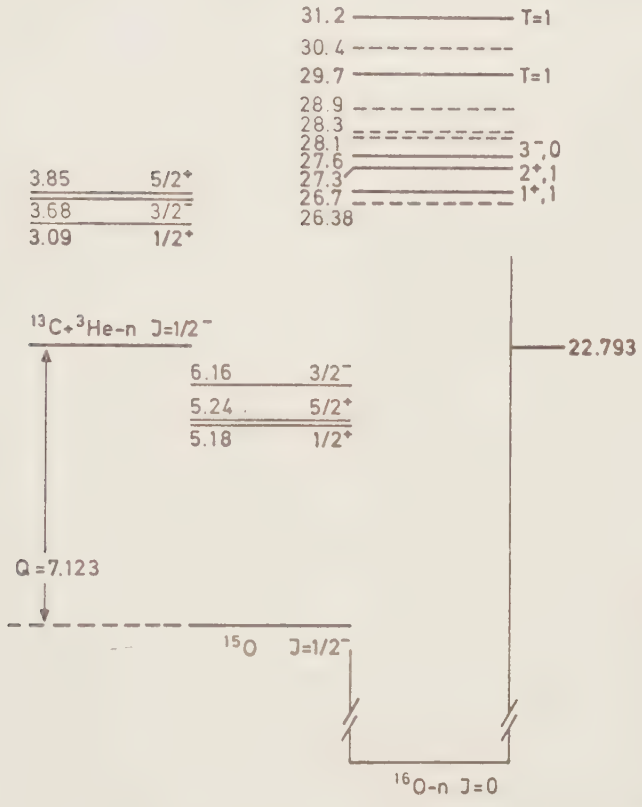


Abb. 1: Niveauschemata von ^{13}C, ^{15}O und ^{16}O

II Meßmethoden und experimenteller Aufbau

1. Polarisation

a) Strahlführung

Ein $^{3}He^{+}$-Ionenstrahl wurde mit dem van de Graaff-Beschleuniger des Hahn-Meitner-Instituts beschleunigt, mit einem 90°-Magneten analysiert und mit zwei magnetischen Quadrupollinsen über eine 30°-Magnetweiche auf das Target fokussiert. Bei den Teilchenenergien zwischen 5 MeV und 6 MeV betrugen die Strahlstromstärken am Target zwischen 40 und 50 μA. Bei 7.2 MeV wurde der Strom auf einen kleineren Wert als 35 μA beschränkt, um Beschädigungen des Targets durch die hohe thermische Belastung zu vermeiden.*)
Die im Target und in dessen Unterlage deponierte Energie betrug somit etwa 250 Watt. Zur Abführung der Wärme diente ein massearmer Targethalter mit direkter Wasserkühlung des Targetbackings. Es wurde eine Targetfläche von 5 mm mal 7 mm homogen ausgeleuchtet, dies wurde dadurch erreicht, daß der auf 1.6 mm^2 fokussierte Strahl mit gekreuzten und zeitlich sägezahnartig variierten Magnetfeldern über das Target gelenkt wurde. Die maximale Abweichung von der Null-Grad-Richtung betrug dabei 0.1° und war damit vernachlässigbar.

b) Target

Das Reaktionstarget bestand aus isotopenreinem ^{13}C, das zusammen mit etwa 10 % kolloidalem Kohlenstoff (^{12}C) auf ein 0.3 mm dickes Goldblech aufgeschwemmt wurde. Der Zusatz von kolloidalem Kohlenstoff diente zum Erreichen

---

*) Hinzu kam, daß noch keine Erfahrung über die Belastbarkeit eines neuartigen, kurz zuvor installierten Beschleunigerrohrs des Typs "HETA" der Firma HVEC vorlag . Es zeigte sich bei dem Experiment, daß es möglich war, den Beschleuniger über einige Tage stabil bei der Spannung von 7.2 MV und einem Strom von 30 μA am Target zu betreiben. Die Stromverluste durch Blenden und Schlitze beliefen sich auf etwa 50 %, so daß der beschleunigte Strom etwa 60 μA betrug.

eines besseren Wärmekontakts. Statt des sonst üblichen Tantals wurde bei dieser Messung Gold als Unterlage benutzt, da festgestellt wurde, daß sich nach etwa einer Stunde unter Strahlbelastung der Kohlenstoff mit einer Oberflächenschicht des Tantalblechs von der weiteren Unterlage abschälte und abfiel. Erst bei sehr viel schärferer Fokussierung des ^{3}He-Teilchenstrahls konnte dieser Abschäleffekt auch an Gold beobachtet werden.

Für diese Zerstörung des Targets wurde folgender Effekt verantwortlich gemacht: ^{3}He-Teilchen mit einer Energie von 6 MeV dringen etwa 25 μm tief in ein Tantalblech ein. Es tritt eine sehr hohe lokale Erwärmung in den Schichten, in denen die Teilchen abgebremst werden, auf und bringt das Material zum Schmelzen. Im Hochvakuum wird es dann von der weiteren Unterlage abgetrieben. Bei Gold kann wegen der gegenüber Tantal fünf mal höheren Wärmeleitfähigkeit in der Zeit, die sich ergibt, bis der gleiche Ort wieder mit Strom belastet wird, ein besserer Ausgleich erzielt werden. Schießt man Deuteronen auf Tantal, so scheint bei gleicher eingestrahlter Leistung der Wärmeausgleich wegen der tieferen Abbremsschicht noch ausreichend zu sein.

c) Meßprinzip

Durch die elastische Streuung unpolarisierter Nukleonen an unpolarisierten Kernen wird im allgemeinen eine Polarisation der Nukleonen und Kerne hervorgerufen. Bei der Streuung polarisierter Nukleonen an Kernen mit dem Spin Null können die Kerne als Analysatoren wirken und durch ihre Spin-Bahn-Wechselwirkung mit den Nukleonen eine Links-Rechts-Zählratenasymmetrie erzeugen. Werden in einem ersten Target durch Kernreaktionen oder Streuung Nukleonen der Polarisation P_1 erzeugt, so läßt sich durch eine elastische Streuung der Nukleonen in einem weiteren Streutarget deren Polarisation bestimmen, wenn die Analysierkraft P_2 des zweiten Streutargets bekannt ist. Wolfenstein (Wolf 56) leitete ab, daß für die elastische Streuung von Spin 1/2 - am Spin 0-Teilchen folgende Beziehung gilt:

$$\sigma(\vartheta,\phi) = \sigma_u(\vartheta)\left[1 + P_1 \cdot P_2(\vartheta)\cos\phi\right]$$

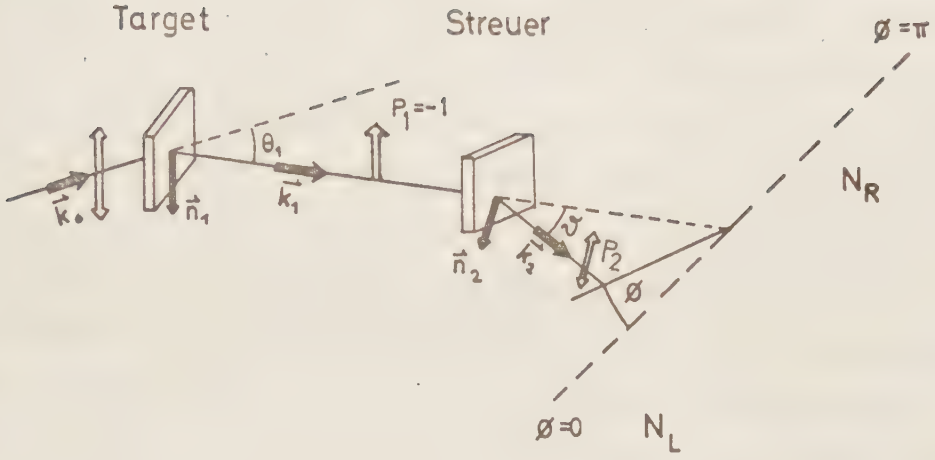


Abb. 2: Schematischer Ablauf der Polarisationsmessung

Hierbei ist σ_U der Wirkungsquerschnitt bezüglich eines unpolarisierten Nukleonenstrahls gegebener Energie und ϕ der Winkel, den die zwei Streunormalen miteinander bilden:

$$\cos\phi = \vec{n}_1 \cdot \vec{n}_2 = \frac{\vec{k}_o \times \vec{k}_1}{|\vec{k}_o \times \vec{k}_1|} \cdot \frac{\vec{k}_1 \times \vec{k}_2}{|\vec{k}_1 \times \vec{k}_2|}$$

Die Vorzeichen von P entsprechen der Baseler Konvention (Hub 60).
Die Asymmetrie der Zählrate bestimmt sich dann zu

$$A = \vec{P}_1 \cdot \vec{P}_2 = \frac{N_L - N_R}{N_L + N_R} = \frac{\sigma(\vartheta,\phi) - \sigma(\vartheta,\phi+\pi)}{\sigma(\vartheta,\phi) + \sigma(\vartheta,\phi+\pi)}$$

N_L und N_R sind, bezogen auf den einfallenden Strahl, die Zählraten der nach links oder rechts gestreuten Teilchen.
Die Analysierkraft $\vec{P}_2$ ist im allgemeinen eine Funktion des Streuwinkels ϑ und der Energie E der Neutronen. Für ^{4}He ist $P_2(\vartheta, E)$ gut bekannt und außerdem in dem Energiebereich der hier untersuchten Neutronen annähernd konstant.

Die Analysierkraft läßt sich aus Streuphasensätzen für die n-^{4}He-Streuung berechnen (Wolf 49/56). Eine Zusammenstellung der Gleichungen und ein Programm zum Bestimmen von $P_2(\vartheta, E)$ findet man in der Diplomarbeit von W. Busse (Bus 67). Streuphasensätze für Neutronen der Energie zwischen 7 und 18 MeV gibt es von Hoop (Hoo 66) und Satchler (Sat 68). Während sich die Streuphasen von Hoop auf die Messungen des elastischen und totalen Wirkungsquerschnitts und der Asymmetrie der n-α-Streuung stützen, mit denen eine Streuphasenanalyse durchgeführt wurde, gibt Satchler mit einem optischen Modell für die Streuung von Nukleonen an ^{4}He einen Satz von Parametern an, der sowohl die p-^{4}He-Streuergebnisse als auch die n-^{4}He-Messungen beschreibt. Die Unterschiede der beiden Streuphasensätze im Bereich der Neutronenenergien zwischen 7 und 18 MeV sind gering. Für das verwendete Zählerteleskop ist die mittlere Analysierkraft P_2 unter Verwendung der Streuphasen von Satchler für Neutronen von 10.6 MeV etwa 3 % und für Neutronen von 14 MeV 8 % kleiner, als sie sich aus den Streuphasen von Hoop ergibt. Wegen der allgemeineren Beschreibung der Nukleon-^{4}He-Streuung wird in dieser Arbeit der Streuphasensatz von Satchler verwendet.

Die Verwendung von ^{4}He als Analysator bietet die Möglichkeit, statt der primären Neutronen die rückgestreuten ^{4}He-Kerne nachzuweisen, weil ein großer Impuls darauf übertragen wird. Das hier als Polarimeter verwendete Parallelplatten-lawinenzählerteleskop zum Nachweis von α-Teilchen ist bezüglich seiner Wirkungsweise, seiner Energieauflösung und seiner Ansprechwahrscheinlichkeit in mehreren Arbeiten beschrieben worden (Büs 64, Büs 65, Bus 67, Efk 68), deshalb wird hier nicht mehr darauf eingegangen.

In einem Abstand von 30 cm vom Target war auf einem Drehtisch das Polarimeter aufgebaut. Die Angabe des Abstands bezieht sich auf das Zentrum des ^{4}He-Streuvolumens. Vom Zähler wurde, bezogen auf das Target, ein Öffnungswinkel von $\Delta\Theta = \pm 7.5^\circ$ aufgespannt. Die Rückstoßkerne aus der elastischen n-α-Streuung wurden unter $\vartheta = +19^\circ$ und -19° bezüglich der Flugrichtung der Neutronen aus der Reaktion $^{13}C(^3He,n)^{15}O$ nachgewiesen. Zur Eliminierung

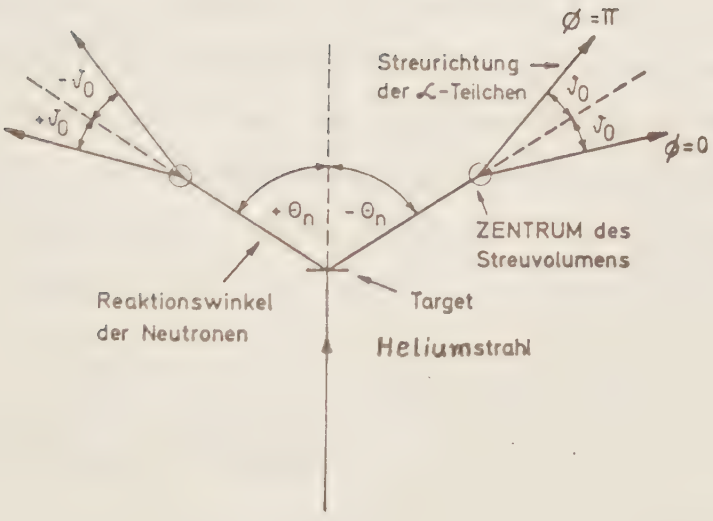


Abb. 2 a: Geometrie der Meßanordnung

möglicher systematischer Unsymmetrien der experimentellen Anordnung wurde für $-\Theta$ zuerst die Links-Rechts-Streuung gemessen, ebenso der Untergrund, wobei durch ein Tantalblech das Streuvolumen vom Zählerteleskop getrennt wurde, damit keine α-Teilchen aus dem Streuvolumen nachgewiesen werden konnten. Danach wurde das Zählerteleskop um seine Achse um 180° gedreht und in die Lage $\phi = \pi$ gebracht, dann wurde die Messung der Links-Rechts-Streuung und des Untergrundes wiederholt. Die gleichen Messungen wurden ebenso für den Neutronen-Streuwinkel $+\Theta$ durchgeführt. Man erhält so vier Messungen, die durch einfache Mittelungen gestatten, systematische Unsymmetrien in erster Ordnung zu eliminieren.

Mittlere Reaktionswinkel $\bar{\Theta}_{lab}$ werden durch Integration über das rechteckige Streuvolumen des Polarimeters definiert, wenn man die Zählraten der Streuung nach links und nach rechts mit dem Reaktionswirkungsquerschnitt wichtet.

Diese mittleren Winkel sind dann im allgemeinen von den eingestellten Winkeln Θ_{lab} verschieden. Der zu $\bar{\Theta}_{lab}$ gehörendeStreuwinkel im Schwerpunktsystem wird mit $\bar{\Theta}_{cm}$ bezeichnet. Die Asymmetrie A bezeichnet die mit dem differentiellen Wirkungsquerschnitt gefalteten und auf das Streuvolumen korrigierten Zählratenverhältnisse. Die Polarisation P der Neutronen erhält man als Produkt aus der reziproken Analysierkraft des Polarimeters und der Asymmetrie. Δ A und Δ P sind die aus den statistischen Fehlern der einzelnen Zählraten folgenden absoluten Fehler von A und P.

d) Zählerteleskop und Elektronik

Das Streuvolumen und die Parallelplattenlawinenzählerteleskope bilden eine Einheit, das heißt, das Zählgas ist auch gleichzeitig Streutarget. Deshalb befindet sich vor dem ersten Plattensystem ein ^{4}He-Gasvolumen mit einer Tiefe von 50 mm, das das Streuvolumen darstellt. Als Löschgas für die Zähler sind dem Helium 16 Torr Alkohol beigemischt. Wird nun ein Neutron mit dem Impuls $\vec{k}_n$ an einem Heliumkern gestreut, so überträgt es auf den Kern den Impuls $\vec{k}_\alpha$. Ein solches α-Teilchen erzeugt in allen drei Systemen des Teleskopes einen Impuls, wenn seine Energie ausreichend ist, um alle Systeme zu durchlaufen, und wenn es das Winkelfilter zwischen dem ersten und zweiten System passiert. Das Filter läßt in der Streuebene eine maximale Winkel - Unsicherheit von $\Delta \vartheta = \pm 7.5^\circ$ und senkrecht zur Streuebene von $\Delta \phi = \pm 26.5^\circ$ zu. Da der Ort der n-α-Streuung nicht bestimmt wird, gehört zu monochromatischen Neutronen ein Energiebereich für die Rückstoßteilchen, der durch den Energieverlust der α-Teilchen im Streuvolumen bestimmt wird. Es lassen sich nur dann verschiedene Neutronengruppen aus einer Kernreaktion nachweisen, wenn das α-Rückstoßspektrum durch das Streuvolumen nicht so weit ausgeschmiert wird, daß die zugehörigen α-Gruppen sich überlappen. Parallelplatten-Lawinenzähler selbst zeigen im allgemeinen keine ausreichende Energieauflösung.

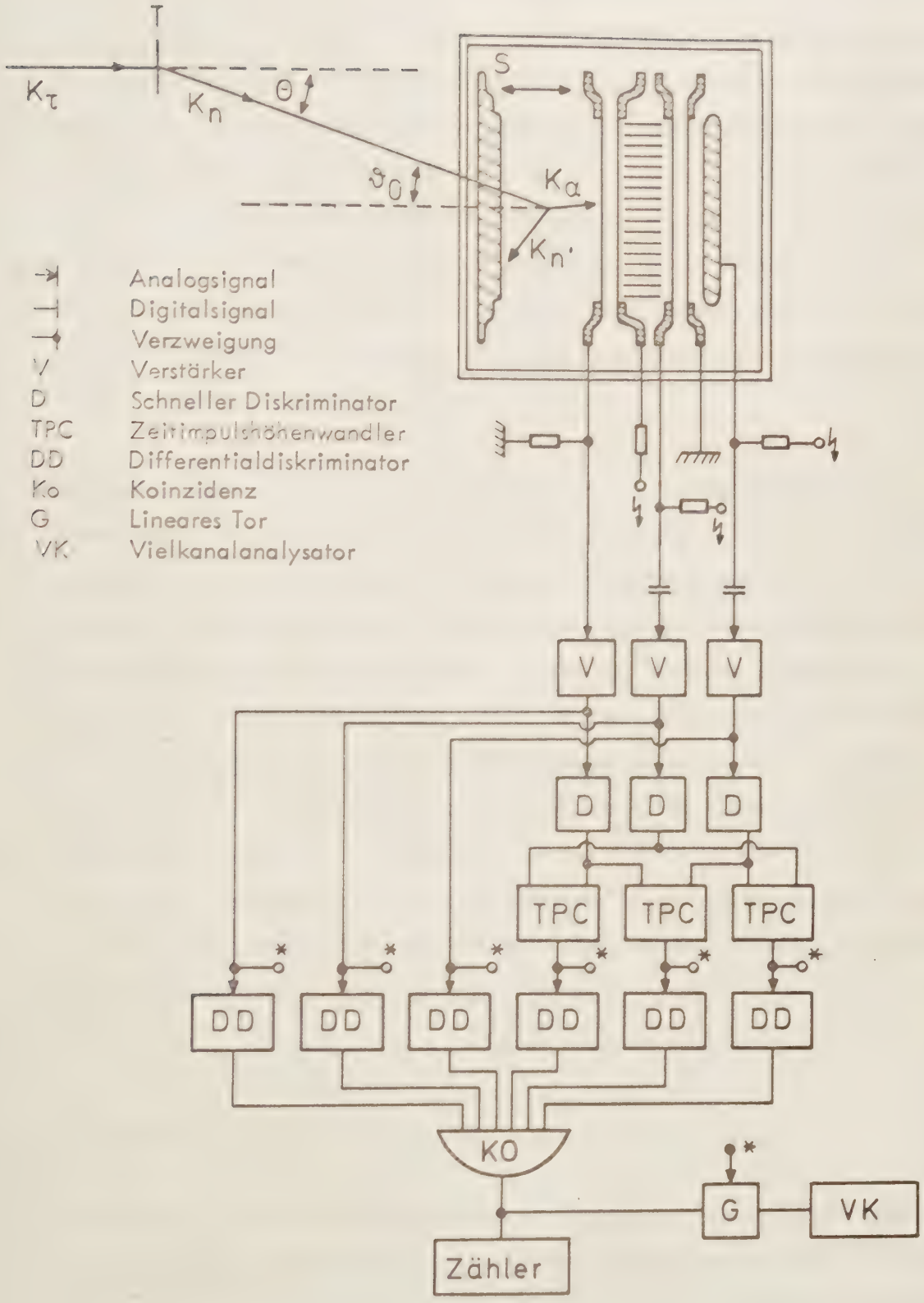


Abb. 3: Zählerteleskop und Elektronik

Bei der Reaktion $^{13}C(^{3}He,n)^{15}O$ war es daher nur möglich, den Grundzustandsübergang zu messen. Das Teleskop wurde dabei durch die Auswahl des Gasdrucks und der Stärke der Folien der Zählersysteme so eingestellt, daß nur die Neutronen aus dem Übergang zum Grundzustand von ^{15}O genügend schnelle α-Teilchen zum Nachweis in allen Systemen erzeugen konnten. Dabei lag das Braggsche Maximum für den Energieverlust der α-Teilchen im letzten System. Bei verschiedenen Möglichkeiten für die Kombination von Gasdruck und Folien wurde immer der höhere Gasdruck aufgrund der höheren Ansprechwahrscheinlichkeit für die n-α-Streuung gewählt.

Elektrische Impulse wurden von den Platten erd- oder hochspannungsseitig abgenommen und verstärkt. In einem schnellen Zeitkreis und in einem langsamen Energiekreis wurden die Signale nach ihrer zeitlichen Differenz und nach ihrer Impulshöhe (Energie) abgefragt, und es wurde festgestellt, ob diese Größen innerhalb vorgegebener Intervalle liegen. Schließlich wurde in einer Schnell-Langsam-Koinzidenzanordnung festgestellt, ob alle sechs Signale - drei Energien - drei Zeiten - koinzident waren. Die koinzidenten Ereignisse wurden gezählt. Um die Impulshöhenverteilung der Energie- und Zeitspektren der einzelnen Systeme überwachen zu können, war es möglich, vor den Differentialdiskriminatoren die Impulse zu verzweigen und über ein lineares Tor, das mit der Schnell-Langsam-Koinzidenz offen gesteuert wurde, auf den Eingang eines Vielkanal-Impulshöhenanalysators zu geben.

e) Monitore

Als Monitore dienten der Targetstrom, je ein Longcounter über und unter dem Target zum Bestimmen des Neutronenstroms und ein Longcounter unter dem Reaktionswinkel von 0°. Es ist zwar ein Nachteil, daß Longcounter nicht selektiv auf bestimmte Neutronenenergien wirken, sie sind aber wegen ihrer Unempfindlichkeit für γ-Strahlung gut geeignet, die Konstanz des gesamten Neutronenstroms zu messen. Da für ^{3}He die Bildung von Selbsttargets zur Neutronenproduktion ausscheidet, wie sie aber bei Bestrahlung mit Deuteronen stark auftritt, geben die Longcounter zusammen mit dem Targetstrom eine sichere Aussage über die Strahlführung und den Zustand des Targets.

2. Elastische Streuung

Zur Bestimmung der optischen Potentiale im Eingangskanal war auch die Kenntnis der elastischen Streuung der ^{3}He-Teilchen wünschenswert. Die Messungen wurden mit Halbleiterdetektoren in einer Streukammer durchgeführt.
Der beschleunigte $^{3}He^{+}$-Strahl wurde an einem etwa 25 $\mu g/cm^2$ dicken, freitragenden und angereicherten ^{13}C-Target gestreut. Die Teilchen wurden mit einem $\Delta E,E$-Halbleiterteleskop durch Multiplikation der Signale identifiziert. Als Monitor diente ein Detektor, der in einem Winkel von 90° zum einlaufenden Strahl stand, gezählt wurden die an ^{13}C und ^{12}C gestreuten ^{3}He-Teilchen. Um systematische Veränderungen bei der Durchführung des Versuches zu erkennen, wurde in 10°-Schritten von Vorwärts- zu Rückwärtswinkeln gemessen und dann umgekehrt, und zwar zunächst bei den Winkeln 10°, 20°, 30°, ...,170° und dann bei den Winkeln 165°, ..., 35°, 25°, 15°. Die absolute Eichung des elastischen Wirkungsquerschnitts erfolgte durch Rutherfordstreuung der ^{3}He-Teilchen an einem doppelschichtigem Target aus Kohlenstoff und Gold bei 2 MeV und durch Rutherfordstreuung an Gold bei den entsprechenden Energien. Dieses Verfahren ist ausführlich von H. Lettau (Let 70) beschrieben worden.

Bei großen Streuwinkeln reichte die Energie der ^{3}He-Teilchen nicht mehr aus, um im E-Detektor ein Signal zu erzeugen. Für Protonen und Deuteronen gilt dies nicht. Deshalb ließ sich ein Energieverlustspektrum der ^{3}He- und α-Teilchen aus dem ΔE-Detektor gewinnen, das frei von Protonen und Deuteronenlinien war. Aus diesen Spektren konnte die elastische ^{3}He-Streuung leicht ausgewertet werden.

3. Differentieller Wirkungsquerschnitt

Der differentielle Wirkungsquerschnitt der $^{13}C(^{3}He,n)^{15}O$ Reaktion wurde mit der Flugzeitapparatur (Gra 67) des HMI gemessen. Diese Apparatur wird durch den gepulsten Strahl des Beschleunigers und durch einen Mobley-Strahlkom-

pressionsmagneten charakterisiert. Man erhält damit Strahlimpulse mit einer Länge von 1 nsec bei einer Wiederholfrequenz von 1 MHz und einem mittleren Strom von 1.5 μA. Mit zehn Detektoren - Szintillatoren mit Photovervielfachern - wurde die Flugzeit der Neutronen nach Eintreffen des Strahlimpulses am Target gemessen. Bei der Bestimmung des differentiellen Wirkungsquerschnittes und der Polarisation wurden dieselben ^{13}C-Targets benutzt, um eine gleiche Energieauflösung zu erreichen und um etwaige Verunreinigungen zu erkennen. Ein Detektor, der unter festem Winkel zum Target aufgebaut war, diente als Monitor, ausgewertet wurde aus dem Flugzeitspektrum der Übergang der Neutronen der Reaktion $^{13}C(^3He,n_o)^{15}O$ zum Grundzustand von ^{15}O.

Für die Anregungsfunktion unter $\Theta_{lab} = 0^o$ und $\Theta_{lab} = 150^o$ wurde die Beschleunigerspannung in Schritten von 300 KV zwischen 4.5 und 7.5 MV geändert. Hier mußte auf den Targetstrom als Monitor zurückgegriffen werden.
Einfache Wägungen zur Bestimmung der Targetdicke als Differenz größerer Massen sind nicht sehr zuverlässig. Dicke Targets könnten wegen ihrer möglichen Inhomogenität falsche Intensitäten liefern. Zur Bestimmung der absoluten Wirkungsquerschnitte wurde daher folgender Weg eingeschlagen: Mit einem gepulsten ^3He-Strahl, Impulslänge 8 nsec, wurde in der im vorigen Abschnitt genannten Kammer ein freitragendes ^{13}C-Target mit einer Tantalbeimischung beschossen und gleichzeitig die ^3He-Teilchen aus der elastischen Streuung daran und die Neutronen aus der $(^3He,n)$-Reaktion nachgewiesen. Die Impulslänge reichte aus, um die Neutronen zum Grundzustand von ^{15}O in einem Flugzeitspektrum identifizieren zu können. Geeichte Detektoren, Halbleiter wie Szintillator, ließen zu, den Raumwinkel zu bestimmen, die elastische Streuung, die nach dem vorigen Abschnitt bekannt war, lieferte die Anzahl der Streuzentren des Targets. Als Monitor diente die Rutherfordstreuung von ^3He an Tantal.

III Meßergebnisse

In diesem Kapitel werden die Meßergebnisse zusammengestellt und diskutiert. Die Daten werden mit Messungen anderer Gruppen, soweit diese vorliegen, verglichen.

1. Elastische ^{3}He-Streuung

In Abbildung 4 sind die Winkelverteilungen für die elastisch gestreuten ^{3}He-Teilchen an ^{13}C dargestellt. Der differentielle Wirkungsquerschnitt, dividiert durch den Rutherfordstreuquerschnitt, ist über dem Streuwinkel im Schwerpunktsystem aufgetragen. Die ^{3}He-Einschußenergien betragen 6.97 MeV und 5.50 MeV. Die statistischen Fehler sind eingetragen, sofern sie nicht kleiner als die Punktdicken sind. Die Genauigkeit der Absolutbestimmung ist auf $\pm$ 8 % abgeschätzt. Sie setzt sich zusammen aus den statistischen Fehlern, der Güte des Monitors und der Ungenauigkeit der Winkeleinstellung und der damit verbundenen Ungenauigkeit im Rutherfordstreuquerschnitt. Diese Winkelverteilungen sind zu vergleichen mit den Messungen von Weller et al. (Wel 68) bei 8.0, 7.0 und 6.0 MeV.

Die Messungen von Weller und die hier gewonnenen Daten ergeben innerhalb der Genauigkeit der Verfahren eine Übereinstimmung für die absolute Größe des Wirkungsquerschnitts der elastischen Streuung in den Maxima. Systematische Abweichungen außerhalb der Meßgenauigkeit werden bei der Winkelverteilung von 7.0 MeV in den Minima bei 40° und 100° festgestellt. Eine sorgfältige Kontrolle der durchgeführten Messungen bestätigte die Ergebnisse, es zeigte sich aber, daß bei einer Energieänderung sich das erste Minimum rasch verändert. Es bleibt allerdings fraglich, ob die Unterschiede in den Tiefen der Minima durch die Differenz in der ^{3}He-Einschußenergie von 30 keV erklärt werden können. Die festgestellten Ergebnisse lassen sich im Rahmen der Fehler in die von Weller et al. (Wel 68) unter dem Streuwinkel von $\Theta_{lab} = 110°$ gemessene Anregungsfunktion der ^{13}C(^{3}He,^{3}He)^{13}C-Streuung einfügen.

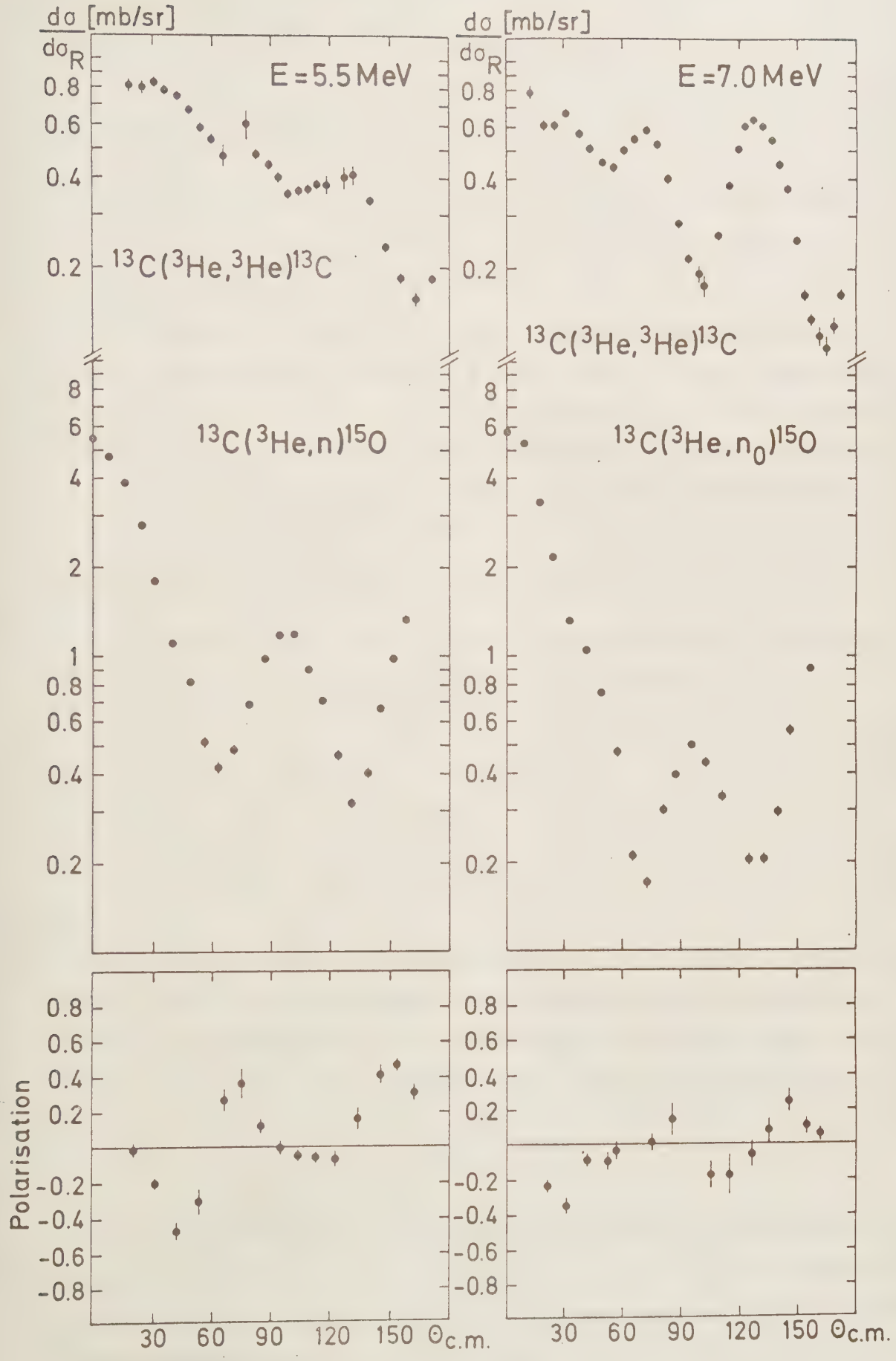


Abb. 4: Experimentelle Ergebnisse der elastischen ^{3}He-Streuung an ^{13}C, des differentiellen Wirkungsquerschnitts und der Polarisation der Neutronen der Reaktion $^{13}C(^3He,n)^{15}O$

2. Reaktionsquerschnitt

Der differentielle Wirkungsquerschnitt der $^{13}C(^3He,n_o)^{15}O$ Reaktion wurde bei 5.5 MeV und 7.0 MeV mittlerer Einschußenergie gemessen. Die mittlere Energie $\bar{E}_\tau$ ist die Einschußenergie vermindert um den halben Energieverlust der ^3He-Projektile im Target. Das Target, das auch bei der Messung der Polarisation verwendet wurde, war etwa 0.5 mg/cm^2 dick, was einem Energieverlust von (250 $\pm$ 60) keV für 7.0 MeV ^3He-Teilchen entspricht. Die Ergebnisse sind auch in Abbildung 4 dargestellt. Die Winkelverteilungen zeigen sehr ähnliche Struktur. Relativ zu den übrigen Winkeln ist bei 7 MeV das Vorwärtsmaximum etwa zweimal so groß wie bei 5.5 MeV und etwa dreimal so groß wie bei 5 MeV nach der Messung von Din et al. (Din 65).

Die Absolutbestimmung des differentiellen Wirkungsquerschnitts ergibt nach der in Kapitel 11.3 beschriebenen Methode folgende Ergebnisse:

$E_{^3He}$ [MeV]	5.7	7.1
$\frac{d\sigma}{d\Omega}(0^\circ)$ [mb/sr]	5.1	6.1

Die Fehler sind auf $\pm$ 15 % abgeschätzt. Die größten Beiträge zur Fehlerberechnung ergeben sich aus der Ansprechwahrscheinlichkeit des Neutronendetektors und seines Raumwinkels und aus der Anzahl der Streuzentren des Targets. Statistische Fehler der einzelnen Zählraten sind immer vernachlässigbar klein gewesen.

Die Anregungsfunktionen für den Übergang der Neutronen in den Grundzustand von ^{15}O sind in Abb. 5 für die Reaktionswinkel $\Theta_{lab} = 0^\circ$ und 150° dargestellt. Die Messungen hierfür sind mit dem gleichen dicken Target wie für die Winkelverteilung ausgeführt worden. Die Energieabstände der Punkte sind so gewählt, daß keine Überlappung in den Energieintervallen eintritt. Die Ergebnisse fügen sich

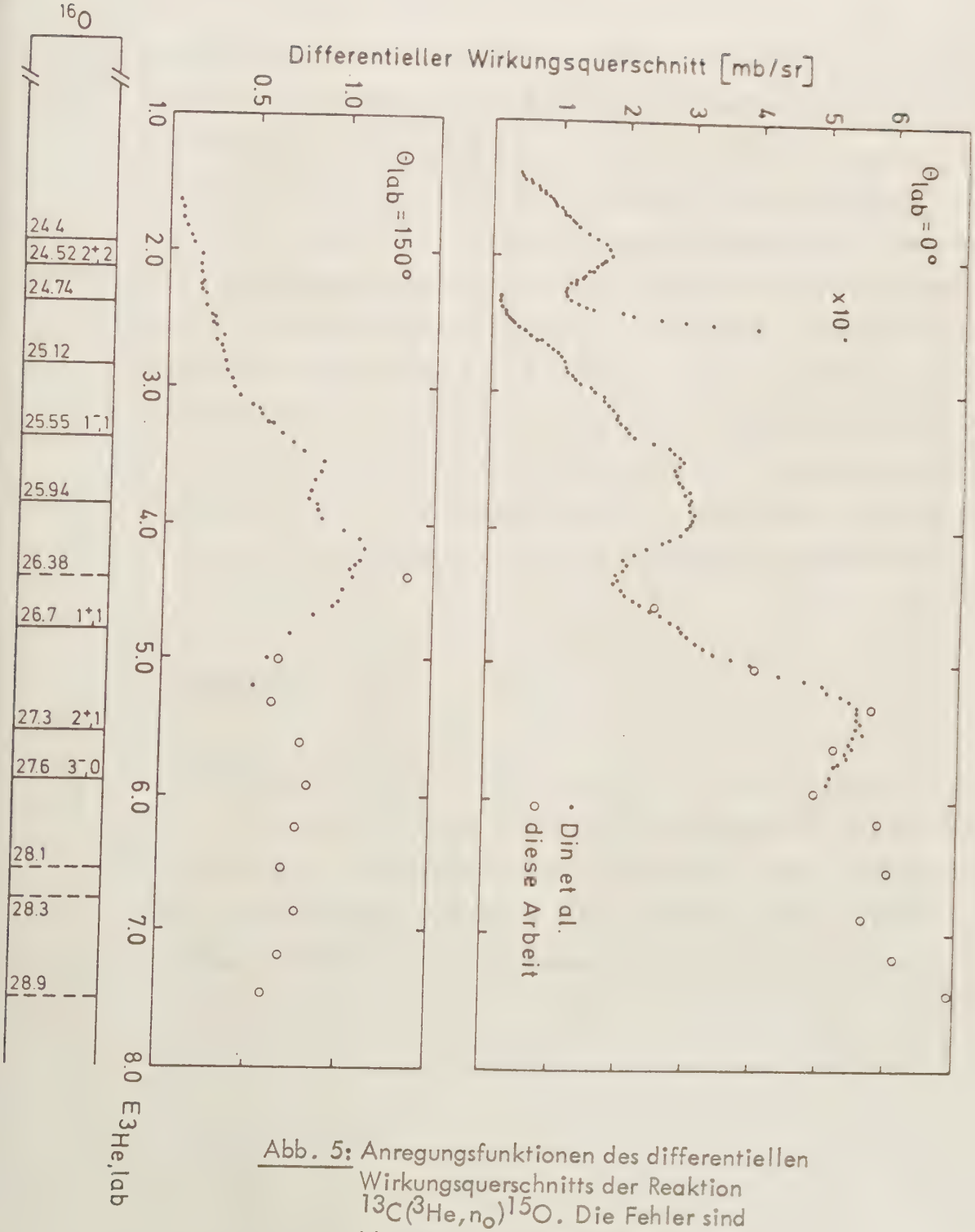


Abb. 5: Anregungsfunktionen des differentiellen Wirkungsquerschnitts der Reaktion $^{13}C(^3He,n_o)^{15}O$. Die Fehler sind kleiner als die Punktdicken.

im Rahmen der Genauigkeit gut an die Messungen von Din (Din 65) an, was sich an der steilen Flanke bei 5 MeV zeigt. Die Anregungsfunktion oberhalb von 7.5 MeV von Deshpande (Desh 64) ist unter einem Winkel von 10° aufgenommen und läßt sich deshalb mit den hier vorliegenden Ergebnissen nicht direkt vergleichen. Die Strukturen der Anregungsfunktion sollen später zusammen mit den Polarisationsdaten diskutiert werden.

Messungen von Winkelverteilungen des differentiellen Wirkungsquerschnitts sind bis zu Einschußenergien von 5.35 MeV veröffentlicht von Din (Din 65), eine Messung liegt bei 6 MeV vor von Hinderliter (Hin 71). Wegen der großen statistischen Fehler der Punkte dieser Messung sind die Minima bei 70° und 130° nicht aufgelöst, ein Widerspruch zu unserer Messung bei 5.5 MeV besteht nicht. Über Messungen bei 5.0 und 6.2 MeV wurde 1969 in Montreal berichtet (Hon 69), die Meßkurven sind aber darüber hinaus nicht veröffentlicht worden. Die Winkelverteilungen bei 7.8, 8.6 und 10.1 MeV von Deshpande (Desh 64) zeigen ein weiteres Minimum bei etwa 25°, was sich durch die Schulter in der Winkelverteilung bei 7.0 MeV schon andeutete. Der Wirkungsquerschnitt unter 0° nimmt nicht weiter zu, sondern verbleibt bei etwa 5 mb. Soweit man dies den Darstellungen entnehmen kann, verschwindet das Rückwärtsmaximum.

3. Polarisation

Die Ergebnisse der Polarisationsmessungen bei mittleren ^{3}He-Energien $\bar{E}_\tau$ von 5.2, 5.5, 5.7 und 7 MeV sind in Tabelle 1 zusammengestellt. Für 5.5 und 7.0 MeV sind die Winkelverteilungen der Polarisation in Abb. 4 aufgetragen. Nach Abschluß der Messungen bei 5.5 MeV wurden die Ergebnisse von Donoghue et al. (De Ma 69) vorgetragen.

Tabelle 1 a: Ergebnisse der Polarisationsmessungen

$\bar{E}_\gamma = 5.20 \pm 0.15$ MeV

Θ_{lab}	$\bar{\Theta}_{lab}$	$\bar{\Theta}_{c.m.}$	A	ΔA	P	ΔP
20	19.6	21.1	0.074	0.029	0.109	0.044
30	28.9	31.0	- 0.045	0.029	- 0.067	0.044
40	39.1	41.9	- 0.235	0.028	- 0.347	0.041
50	49.2	52.5	- 0.152	0.038	- 0.225	0.055
60	60.2	64.0	0.128	0.057	0.189	0.084
120	119.3	123.2	- 0.020	0.052	- 0.028	0.074
130	130.5	133.9	- 0.070	0.036	- 0.100	0.052
140	140.7	143.5	0.122	0.031	0.174	0.045
150	150.5	152.7	0.221	0.038	0.315	0.054
160	160.2	161.7	0.277	0.058	0.394	0.083

Tabelle 1 b: $\bar{E}_\gamma = 5.50 \pm 0.14$ MeV

20	19.6	21.1	- 0.010	0.031	- 0.013	0.035
30	28.9	31.1	- 0.133	0.019	- 0.197	0.028
40	39.1	41.9	- 0.317	0.035	- 0.471	0.052
50	49.1	52.5	- 0.199	0.051	- 0.295	0.075
60	60.0	63.9	0.190	0.047	0.282	0.070
70	70.8	75.0	0.247	0.059	0.365	0.088
80	80.7	85.1	0.084	0.027	0.125	0.04
90	90.2	94.7	0.002	0.028	0.004	0.041
100	100.0	104.5	- 0.026	0.021	- 0.037	0.03
110	109.3	113.6	- 0.038	0.018	- 0.054	0.027
120	119.1	123.1	- 0.045	0.035	- 0.064	0.051
130	130.2	133.7	0.116	0.049	0.167	0.071
140	141.1	144.0	0.289	0.041	0.415	0.059
150	150.9	153.1	0.329	0.025	0.471	0.036
160	160.3	161.8	0.227	0.030	0.324	0.044

Tabelle 1 c: $\bar{E}_\gamma = 5.7 \pm 0.13$ MeV

Θ_{lab}	$\bar{\Theta}_{lab}$	$\bar{\Theta}_{c.m.}$	A	ΔA	P	ΔP
20.0	19.6	21.1	- 0.001	0.035	- 0.001	0.040
30.0	28.9	31.1	- 0.173	0.026	- 0.256	0.039
40.0	39.1	42.0	- 0.341	0.052	- 0.506	0.077
140.0	141.1	144.0	0.286	0.053	0.412	0.077
150.0	150.9	153.1	0.369	0.034	0.529	0.048
160.0	160.3	161.9	0.295	0.050	0.420	0.054

Tabelle 1 d: $\bar{E}_\gamma = 7.0 \pm 0.15$ MeV

20.0	19.0	20.6	- 0.152	0.023	- 0.226	0.035
30.0	29.1	31.4	- 0.226	0.029	- 0.337	0.043
40.0	39.3	42.4	- 0.053	0.020	- 0.078	0.030
50.0	48.8	52.4	- 0.058	0.035	- 0.086	0.051
60.0	52.6	56.4	- 0.038	0.042	- 0.030	0.062
70.0	70.9	75.5	+ 0.010	0.040	0.015	0.05
80.0	80.6	85.4	0.100	0.067	0.150	0.100
100.0	99.4	104.2	- 0.156	0.062	- 0.229	0.092
110.0	109.5	114.1	- 0.152	0.084	- 0.223	0.123
120.0	119.6	123.8	- 0.027	0.060	- 0.038	0.088
130.0	130.8	134.5	+ 0.063	0.055	+ 0.092	0.08
140.0	141.4	144.4	0.178	0.051	0.259	0.07
150.0	151.0	153.4	0.080	0.033	0.116	0.048
159.0	159.1	160.9	0.049	0.028	0.071	0.04

Daraufhin wurden deren Messungen bei 5.2 und 5.7 MeV unter Vorwärtswinkeln wiederholt. Es wurde eine ausgezeichnete Übereinstimmung dieser Messungen mit denen von Donoghue festgestellt, siehe Abb. 4 a.

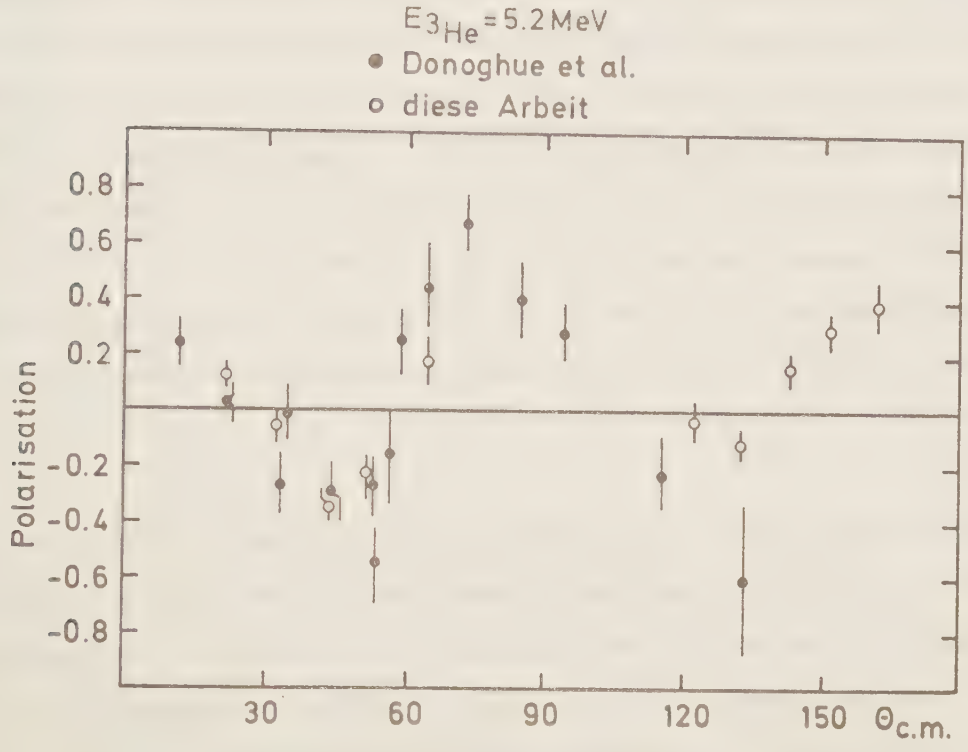


Abb. 4 a: Gegenüberstellung der Meßergebnisse der Polarisation von Donoguhe (De Ma 69) und dieser Arbeit bei 5.2 MeV

Dies ist besonders zu betonen, da von Donoghue eine gänzlich andere Technik angewendet wird. Sie benutzen in der Ohio State University ein Neutronenpolarimeter mit ^{4}He-Szintillator, bei dem die gestreuten Neutronen nachgewiesen werden. Das Polarimeter der Ohio State University und das hier benutzte Polarimeter sind somit vom Prinzip und der Konstruktion her verschieden. Wenn sie trotzdem gleiche Ergebnisse geliefert haben, dürften bei der hier vorliegenden Messung der Polarisation der Neutronen systematische Fehler auszuschließen

sein. Ein Vorteil unseres Polarimeters ist, daß es wegen seiner Anordnung in offener Geometrie auch Messungen bei großen Rückwärtswinkeln gestattet.

Die Messungen bei 5.2 und 5.7 MeV wurden durch die Bestimmung der Polarisation bei großen Rückwärtswinkeln ergänzt. Der Unterschied zwischen unseren Werten der Polarisation bei 5.2 MeV und bei 130° und denen von Donoghue ist nicht schwerwiegend und liegt wahrscheinlich darin begründet, daß sich die Neutronenpolarimeter in ihrer Winkelauflösung beträchtlich unterscheiden. Während unser Polarimeter eine Winkelauflösung von $\pm 7.5^{\circ}$ hatte, verzeichnete das Polarimeter von Ohio eine Auflösung von $\pm 1.5^{\circ}$. Da nun an dieser Stelle ein Minimum der Polarisation ist, kann aufgrund der verschiedenen Mittelungen der Polarisation über den Reaktionswinkel ein solcher Unterschied möglich sein. Die Messungen von Donoghue und dieser Arbeit liefern generell ein konsistentes Bild.

Im Vergleich der Polarisation mit dem differentiellen Wirkungsquerschnitt der Reaktion stellt man fest, daß bei jedem Winkel, bei dem ein Extremum im Wirkungsquerschnitt vorliegt, ein Nulldurchgang der Polarisation ist. Diese Aussage gilt auch umgekehrt bis auf den Winkelbereich kleiner Reaktionswinkel ($\Theta_{c.m} \leq 40^{\circ}$). Für diese kleinen Reaktionswinkel gilt es festzustellen, daß für Energien unter 6 MeV die Polarisation zuerst positiv wird, während für 7 MeV kein solches Vorwärtsmaximum existiert, sondern die Polarisation gleich negative Werte annimmt.

Die Polarisation der Neutronen ändert sich im Energie-Bereich zwischen 5 und 7 MeV langsam und kontinuierlich mit der Energie, so schnelle Änderungen der Vorzeichen wie zwischen 3 und 4 MeV (Stam 68) wurden nicht beobachtet. Dies wird deutlich in den drei Anregungsfunktionen für die Polarisation unter den Reaktionswinkeln von $\Theta_{lab} = 20^{\circ}$, 70° und 130° der Abbildung 6. Der Winkel von 20° war der kleinste Winkel, bei dem von uns die Polarisation gemessen wurde, bei 70° befindet man sich auf der Vorderflanke des 2. Maximums und bei 130° in der Nähe des hinteren Minimums.

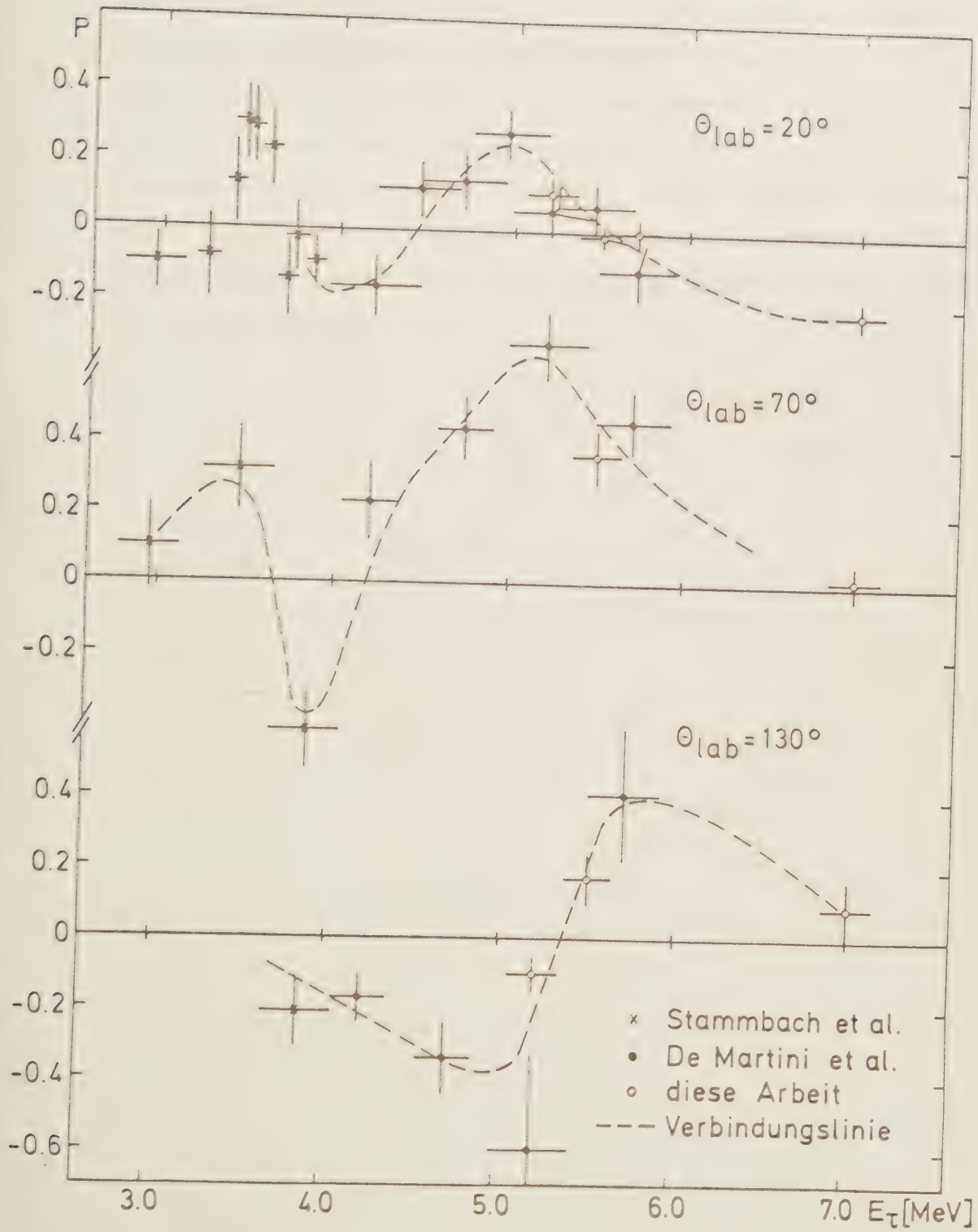


Abb. 6: Energieabhängigkeit der Polarisation der Neutronen aus der Reaktion $^{13}C(^3He,n)^{15}O$

Die Polarisation der Neutronen erreicht für alle hier gemessenen Energien ein hohes Rückwärtsmaximum. Bei 160° und 5.7 MeV beträgt es + 53 % und ist damit im Betrag so groß wie die Polarisation unter 40°. Das Maximum verschiebt sich mit wachsender Energie zu kleineren Winkeln, was durch die Kinematik der Reaktion erklärt werden kann. Diese Messungen bestätigen somit bei 5.2 und 5.7 MeV die erwarteten hohen positiven Rückwärtsmaxima der Polarisation. Beträge der Polarisation von 90 %, wie die Rechnungen vorhersagen, wurden allerdings nicht erreicht.

IV Modellvorstellungen, Abschätzungen und Berechnungen

Es ist nun zu überlegen, in welchem Maße die hier vorliegenden Meßergebnisse in bereits bekannte Modellvorstellungen über Kernreaktionen hineinpassen.

1. Compoundkernbeiträge

Die Frage, ob man Strukturen des Kerns ^{16}O in den Anregungsfunktionen der $^{13}C(^3He,n)^{15}O$ -Reaktion oberhalb von 5 MeV erkennt, ist für die Polarisation negativ zu beantworten, denn Einzelresonanzen und Interferenzen zwischen wenigen Einzelresonanzen hätten die Breite von einigen hundert keV, und Strukturen einer solchen Breite lassen sich in Abb. 6 innerhalb der Fehler nicht erkennen. In der Anregungsfunktion des differentiellen Wirkungsquerschnitts der Abbildung 5 deutet sich ein Einfluß der 3^--Resonanz bei einer Anregungsenergie von 27.6 MeV im ^{16}O an - in der elastischen Streuung von ^3He an ^{13}C wird die Resonanz deutlich gesehen (Wel 68) - bei einer angegebenen totalen Breite $\Gamma_{c.m.}$ von etwa 500 keV ist ihr Einfluß jedoch so gering, daß die gemessenen Winkelverteilungen des Wirkungsquerschnitts (Sic 70) und der Polarisation bei 5.7 MeV nicht mehr davon beeinflußt werden. Zusammenfassend läßt sich feststellen, daß Compoundkernbeiträge aus isolierten Resonanzen im ^{16}O auf wenige Prozent oberhalb von 5 MeV beschränkt sind.

Die Rechnungen von Sichelschmidt (Sic 70) haben ergeben, daß der Compoundkernbeitrag vom Hauser-Feshbach-Typ zum Grundzustandsübergang der $^{13}C(^3He,n_o)^{15}O$ Reaktion höchstens einen Beitrag von 10 % liefert. Hauser-Feshbach-Rechnungen mitteln über viele Niveaus im Compoundkern und liefern dann einen zum Reaktionswinkel $\Theta_{c.m.} = 90^o$ symmetrischen Beitrag zur Winkelverteilung, die Polarisation verschwindet. Würde man einen Beitrag von nur wenigen Niveaus mit verschiedener Parität aus dem Compoundkern haben, dann würde daraus eine unsymmetrische Winkelverteilung resultieren. Es bleibt nun zu prüfen, ob sich die gemessenen Daten mit einem direkten Reaktionsmechanismus beschreiben lassen.

2. Überlegungen zur Theorie direkter Reaktionen

Aufgrund der Erfahrungen, die man mit Rechnungen nach der Theorie direkter Reaktionen bei mittleren Energien und für leichte Kerne gemacht hat, wird man nicht erwarten, daß die elastische Streuung und die Reaktionsdaten mit diesem Modell ideal beschrieben werden. Insbesondere wird man von vorne herein keine gute Anpassung für große Streuwinkel erwarten, was schon allein durch die Näherungsverfahren der DWBA begründet werden kann. So ist auch die Frage berechtigt, ob im vorliegenden Fall die Annahmen des optischen Modells überhaupt noch gewährleistet sind. Die Antwort ergibt sich daraus, daß sich mit Hilfe dieses Modells auch für leichte Kerne gesicherte Aussagen machen lassen. Dies zeigen zum Beispiel Systematiken von "spektroskopischen Faktoren". Auch gibt es zur Zeit kein anderes Modell und kein Rechenprogramm, das aufgrund seiner Annahmen bessere Ergebnisse für Zweiteilchen-Transferreaktionen an leichten Kernen liefert.

Für Rechnungen nach dem optischen Modell bei Stripping-Reaktionen und Streuung gilt die semi-quantitative Beziehung (Bie 61, Rod 59)

$$P \cong -\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^{-1} \cdot \frac{d}{d\Theta}\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) \cdot V_{so}(R)$$

$V_{so}(R)$ ist die Größe des Spin-Bahn-Potentials am Kernrand R. Die Polarisation hat also an den Stellen Nulldurchgänge, an denen Extrema des differentiellen Wirkungsquerschnitts vorliegen. Da man weiterhin qualitativ sagen kann, daß für einen L = 0-Übergang die Polarisation hauptsächlich durch den Ausgangskanal bestimmt wird, läßt sich über das Vorzeichen der Polarisation für kleine Winkel folgendes aussagen: $V_{so}(R)$ ist am Kernrand positiv, wenn die Ableitung eines Saxon-Woods-Potentials als Form angenommen wird. Da die Ableitung des differentiellen Wirkungsquerschnitts für kleine Winkel negativ ist, resultiert somit ein positiver Anstieg der Polarisation bei Null Grad. Es wird also sehr fraglich sein, ob die genaueren Rechnungen gegenüber dieser Abschätzung ein negatives Vorzeichen der Polarisation bei kleinen Winkeln und bei 7 MeV liefern können.

Eine Abschätzung ergibt für die Form des differentiellen Wirkungsquerschnitts folgende Beziehung (Rod 59):

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\Theta) \sim \left[\frac{1}{q}\ j_1\,(qR)\right]^2 ; \qquad q = (k^2 + K^2 - 2\,K\,k\cos\Theta)^{1/2}$$

k ist die Wellenzahl des auslaufenden Teilchens und K die Wellenzahl dieses Teilchens im Potentialtopf des optischen Potentials, das den Endkern repräsentiert. R ist der Kernradius und $j_1(qR)$ die sphärische Besselfunktion erster Ordnung. Da j_1 eine oszillierende Funktion ist, verschieben sich mit einer Änderung der Energie die Lagen der Extrema, und es können neue hinzukommen. Dies läßt sich durch das Auftauchen der Schulter am Vorwärtsmaximum der Winkelverteilung bei 7 MeV gut beobachten. Eine genauere Analyse soll die DWBA liefern.

3. DWBA zum Beschreiben einer Zweiteilchen-Transferreaktion

Es soll hier nur eine Zusammenstellung der wesentlichen Ideen der DWBA gegeben werden, die den Gedankengang bei einer direkten Reaktion darstellen, dabei aber den Unterschied zwischen einer Einteilchen- und einer Zweiteilchen-Reaktion hervorheben soll. Zur vollständigen Theorie sei hier auf die Arbeiten von Satchler (Sat 64) und Glendenning (Gle 63) und im Zusammenhang mit $(^3He,n)$-Reaktionen auf die Arbeit von Sichelschmidt (Sic 70) verwiesen.

Bei der Zweiteilchen-Transferreaktion A(a,b)B werde aus dem Projektil a ein Zweiteilchen-Cluster x in Zustände des Kerns A eingefangen, der sich zum Kern B formiert, während der Rest des Projektils weiterfliegt.

$$a = b + x \qquad B = A + x$$

Der bei der Reaktion übertragene Drehimpuls ist der Drehimpuls L des Clusters relativ zum Kern A. Dieser Drehimpuls des Nukleonenpaars muß sich aus den Drehimpulsen der beiden einzelnen Teilchen von x im Endkern B zusammenkoppeln lassen, wobei man auch die Relativbewegung der Teilchen zu betrachten hat.

Eine Abschätzung ergibt für die Form des differentiellen Wirkungsquerschnitts folgende Beziehung (Rod 59):

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\Theta) \sim \left[\frac{1}{q}\ j_1\,(qR)\right]^2 ; \qquad q = (k^2 + K^2 - 2\,K\,k\cos\Theta)^{1/2}$$

k ist die Wellenzahl des auslaufenden Teilchens und K die Wellenzahl dieses Teilchens im Potentialtopf des optischen Potentials, das den Endkern repräsentiert. R ist der Kernradius und $j_1(qR)$ die sphärische Besselfunktion erster Ordnung. Da j_1 eine oszillierende Funktion ist, verschieben sich mit einer Änderung der Energie die Lagen der Extrema, und es können neue hinzukommen. Dies läßt sich durch das Auftauchen der Schulter am Vorwärtsmaximum der Winkelverteilung bei 7 MeV gut beobachten. Eine genauere Analyse soll die DWBA liefern.

3. DWBA zum Beschreiben einer Zweiteilchen-Transferreaktion

Es soll hier nur eine Zusammenstellung der wesentlichen Ideen der DWBA gegeben werden, die den Gedankengang bei einer direkten Reaktion darstellen, dabei aber den Unterschied zwischen einer Einteilchen- und einer Zweiteilchen-Reaktion hervorheben soll. Zur vollständigen Theorie sei hier auf die Arbeiten von Satchler (Sat 64) und Glendenning (Gle 63) und im Zusammenhang mit (^{3}He,n)-Reaktionen auf die Arbeit von Sichelschmidt (Sic 70) verwiesen.

Bei der Zweiteilchen-Transferreaktion A(a,b)B werde aus dem Projektil a ein Zweiteilchen-Cluster x in Zustände des Kerns A eingefangen, der sich zum Kern B formiert, während der Rest des Projektils weiterfliegt.

$$a = b + x \qquad B = A + x$$

Der bei der Reaktion übertragene Drehimpuls ist der Drehimpuls L des Clusters relativ zum Kern A. Dieser Drehimpuls des Nukleonenpaars muß sich aus den Drehimpulsen der beiden einzelnen Teilchen von x im Endkern B zusammenkoppeln lassen, wobei man auch die Relativbewegung der Teilchen zu betrachten hat.

Da weder für das Anfangssystem, Target und Projektil, noch für das Endsystem, auslaufendes Teilchen und Endkern, die exakten Lösungen der Schrödingergleichung bekannt sind, benutzt man zur Beschreibung der Übergangsamplitude T des Anfangszustands zum Endzustand eine Näherung, die DWBA. Dabei führt man im Ein- und Ausgangskanal Streuwellen der Teilchen a und b an einem optischen Potential ein, das die Kerne A und B in ihrer Streuwirkung repräsentiert.

$$T = \langle \Psi_b^- | \langle bB \mid V_{bx} \mid aA \rangle | \Psi_a^+ \rangle$$

Ψ_a^+, Ψ_b^- sind ein- bzw. auslaufende distordierte Streuwellen der Teilchen a und b in Bornscher Näherung.

$|a\rangle$, $|b\rangle$, $|A\rangle$, $|B\rangle$ Wellenfunktionen für die innere Struktur von a, b, A und B.

V_{bx} Wechselwirkungspotential zwischen dem Teilchen b und dem übertragenen Nukleonenpaar x.

Auf diese Weise hat man die Übergangsamplitude aufgespalten in einen kinematischen Anteil, dargestellt durch die äußere Integration über die Streuwellen, und den Kernstrukturanteil des inneren Matrixelementes. Zur Auswertung des Kernstrukturanteils kommen nun weitere Näherung hinzu, die "Zero-Range"-Näherung, die verlangt, daß im Projektil a die Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung sehr kurzreichweitig ist, und die Annahme, daß sich die Nukleonen im relativen s-Zustand befinden.

$$V(r_{bx})\ \phi(r_{bx}) = D_o\, \delta(r_{bx})$$

r_{bx} ist der Abstand zwischen b und dem Schwerpunkt von x. D_o ist eine Konstante. In Projektilen der Massenzahlen $A \leq 4$ sind im Grundzustand alle Nukleonen im relativen s-Zustand. Im Falle einer (^{3}He,n)-Reaktion kann dann der Di-Proton-Cluster wegen des Pauliprinzips nur in der Spin-Isospin-Kombination S = 0, T = 1 übertragen werden. Für diesen Fall reduziert sich dann das Matrixelement auf:

$$\langle Bb \mid V_{bx} \mid aA \rangle \sim \delta(r_{bx}) \cdot \langle B \mid x\,A \rangle =$$

$$= \sum_L \left({}^{L\ S}_{M\ M_S} \middle|\ {}^{J}_{M_J} \right) \quad F_L(r_{xA}) i^{-L} \quad Y^*_{LM}$$

r_{xA} ist der Abstand zwischen A und dem Schwerpunkt von x, (|) ein Clebsch-Gordan-Koeffizient, L, S, J, M, M_S und M_J sind die Quantenzahlen des Clusters x mit den zugehörigen magnetischen Quantenzahlen. Y_{LM} ist eine Kugelfunktion, und der Formfaktor $F_L(r_{xA})$ beschreibt die Radialbewegung des Schwerpunkts der beiden Nukleonen in Bezug auf den Targetkern A. Für den Grundzustandsübergang der Reaktion $^{13}C(^3He,n)^{15}O$ von $1/2^-$ nach $1/2^-$ sind nur die Quantenzahlen $J = L = 0$ möglich, da aus Gründen der Parität $L = 1$ ausscheidet. In diesem Fall ist

$$\langle Bb \mid V_{bx} \mid a\,A \rangle = \text{const} \cdot F_o(r_{xA})$$

Zur Berechnung des Formfaktors ist es notwendig, die Wellenfunktion des Target-Grundzustandes und der erreichten Endzustände genau zu kennen. Beim Zweiteilchen-Transfer ist nämlich nicht mehr die Voraussetzung des Einnukleonentransfers erfüllt, daß nur eine Hauptquantenzahl des Schalenmodells zum Formfaktor beiträgt, sondern der dem Modell zugrunde gelegte Konfigurationsraum enthält im allgemeinen mehrere Komponenten aus verschiedenen Hauptschalen im Sinne des Schalenmodells. Für den Grundzustandsübergang soll das Gesagte hier als Beispiel veranschaulicht werden: Unter anderem sind $(1\,p_{1/2})^2$- und $(1\,d_{5/2})^2$-Komponenten für den Grundzustandsübergang zulässig. Faßt man die Bewegung der beiden Protonen zu einer Schwerpunktbewegung - Quantenzahlen N, L - und einer Relativbewegung - Quantenzahlen n_r, l_r - in Oszillatorpotentialen zusammen, dann gilt die Energiebedingung

$$2(n_1-1) + l_1 + 2\,(n_2 - 1) + l_2 = 2\,(N - 1) + L + 2(n_r - 1) + l_r$$

$n_{1,2}$, $l_{1,2}$ Quantenzahlen der einzelnen Protonen.

Da sich die Protonen im relativen S-Zustand befinden sollen, ist dann $n_r - 1 = l_r = 0$, $L = 0$ war die einzige Möglichkeit für den Bahndrehimpuls. Somit gilt dann:

$$2(n_1-1) + l_1 + 2(n_2 - 1) + l_2 = 2(N - 1)$$

Damit folgt, daß für die $(1p_{1/2})^2$-Komponente $N = 2$ ist und für für $(1d_{5/2})^2$-Komponente $N = 3$.

Wegen der kohärenten Summation über die Quantenzahl N mißt man dann sowohl die Übergangsamplituden als auch deren Phasen, eine Separation nur der Amplituden in einen "spektroskopischen Faktor" ist nicht möglich.

Durch Einführen der kinematischen Amplituden $ß_{L,M}$ gilt dann für eine $(^3He,n)$-Reaktion

$$ß_{L,M}^{m_b m_a} \sim \frac{1}{\sqrt{2L+1}} \quad \langle \psi_b^- \mid F_L \; i^{-L} \; Y_{LM}^* \mid \psi_a^+ \rangle$$

m_a und m_b sind die magnetischen Quantenzahlen der ein- bzw. auslaufenden Teilchen.

Der differentielle Wirkungsquerschnitt schreibt sich dann als:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \sim (2J_B + 1) \sum_{L,M} \left| ß_{L,M}^{m_b m_a} \right|^2$$

und für die Polarisation der auslaufenden Neutronen gilt:

$$P_b(\Theta) = \frac{\langle S_b \rangle / S_b}{\frac{d\sigma}{d\Omega}} = -\sqrt{2} \; \frac{\sum_{L,L',M,m_a} Im \left[ß_{L,M}^{-1/2,\,m_a} \cdot (ß_{L',M+1}^{1/2\;m_a})^* \right]}{\sum_{L\;L'\;M} ß_{LM}^{m_b\;m_a} \; ß_{L'M}^{m_b\;m_a}} \; *$$

$$m_b \quad m_a$$

$$\text{mit } \vec{P}_b(\Theta) = P_b(\Theta) \cdot \frac{\vec{k}_a \times \vec{k}_b}{|\vec{k}_a \times \vec{k}_b|}$$

Für den Fall einer Spin-Bahn-Wechselwirkung im Ein- und Ausgangskanal ist die Summation über L und S kohärent auszuführen.

4. DWBA-Analyse

a) Durchführung

Die zu berechnenden Formfaktoren sind durch die vorgegebenen Target- und Endzustandswellenfunktionen festgelegt. Zur Konstruktion dieser Wellenfunktionen wird beim einfachen Schalenmodell und bei Zuker et al. (ZuB 69) von einem "inerten" ^{12}C-Rumpf ausgegangen. ^{13}C läßt sich dann beschreiben als ^{12}C mit einem zusätzlichen Neutron in der $1p_{1/2}$-Schale, für den Grundzustand von ^{15}O gilt dasselbe, nur stellt er sich als ein Neutron-Loch in der gleichen sonst aufgefüllten Schale im Falle des extremen Einteilchenmodells dar. Um eine einheitliche Beschreibung auch der angeregten Zustände positiver und negativer Parität in den Kernen mit der Massenzahl 15 zu ermöglichen, werden bei Zuker et al. (ZuB 69) drei aktive Nukleonen in $1p_{1/2}$-, $1d_{5/2}$- und $2s_{1/2}$-Schalen außerhalb des ^{12}C-Rumpfes zugelassen. Die Wellenfunktion für den Grundzustand von ^{15}O setzt sich dann folgendermaßen zusammen:

$$\Psi_G = \Psi_{G,^{12}C} \cdot \Big[+ 0.883\ (1p_{1/2})^3 + 0.129\ (2s_{1/2})^2_{01}\ (1p_{1/2}) - 0.019\ (2s_{1/2})^2_{10}\ (1p_{1/2}) + 0.436\ (1d_{5/2})^2_{01}\ (1p_{1/2}) + 0.113\ (1d_{5/2})^2_{10}\ (1p_{1/2}) \Big]$$

Die unteren Indizes an den Klammern geben die J-und T-Werte der Zwischenkopplung an.

Andere Modelle von Cohen und Kurath (Coh 65) berücksichtigen auch den Einfluß der $1p_{3/2}$-Schale, und Shukla und Brown (Shu 67, Shu 68) führen Komponenten, die von Anregungen in Nilsson-Bahnen herrühren, ein. Eine Verknüpfung dieser beiden zuletzt genannten Modelle wurde von Sichelschmidt (Sic 70) für den Grundzustand durchgeführt.

Zur besseren Beschreibung des asymptotischen Verhaltens sind die Wellenfunktionen jedes übertragenen Nukleons in einem Saxon-Woods-Potential mit der Potentialtiefe V_o an die experimentelle Bindungsenergie angepaßt. Der Radius des Targetkerns der Massenzahl A ist mit $R = r_o \cdot A^{1/3}$, $r_o = 1.25$ fm, und die Diffuseness mit $a = 0.65$ fm angenommen worden. Die Stärke der Spin-Bahn-Wechselwirkung wird für die 1p-Schale aus der Aufspaltung der energetisch am niedrigsten liegenden $1/2^-$- und $3/2^-$-Zustände im ^{15}O und für die 1d-Schale aus der Aufspaltung der $5/2^+$- und $3/2^+$-Zustände im ^{17}F bestimmt.

Abbildung 7 zeigt die Formfaktoren aus den drei verschiedenen Modellen, dem Schalenmodell mit einem reinen $(1p_{1/2})^2$-Übergang, dem Modell nach Zuker und den durch Sichelschmidt verknüpften Modellen nach Cohen und Shukla. Die Formfaktoren als Funktion des Abstandes vom Kernmittelpunkt unterscheiden sich hauptsächlich im Kerninnern und am Kernrand voneinander - der Kernradius beträgt etwa 3.1 fm -, während sie von der Form her für große r fast übereinstimmen. Dies ist bedingt durch die Anpassung an die Bindungsenergie, die Größe des Formfaktors wird hauptsächlich durch die Konfigurationsbeimischungen bestimmt.
Für die elastischen Streukanäle sind optische Potentiale der Form

$$
\begin{aligned}
V_{opt} = {} & V_o \cdot f(x) && \text{Realteil des optischen Potentials} \\
& + i \cdot W \cdot f(x) && \text{Volumenabsorption} \\
& + i \cdot W \cdot \frac{d}{dx} f(x) && \text{Oberflächenabsorption} \\
& + V_{so} \cdot (\hbar/m_\pi c)^2 \, (\vec{l} \cdot \vec{s}) \cdot (r \cdot a)^{-1} \cdot \frac{d}{dx} f(x) && \text{Spin-Bahn-Potential} \\
& + 1/2 \cdot z \cdot Z \cdot e^2 \cdot \begin{cases} (3 - r^2) \cdot R^{-1} & r \leq R \\ r^{-1} & r > R \end{cases} && \text{Coulombpotential}
\end{aligned}
$$

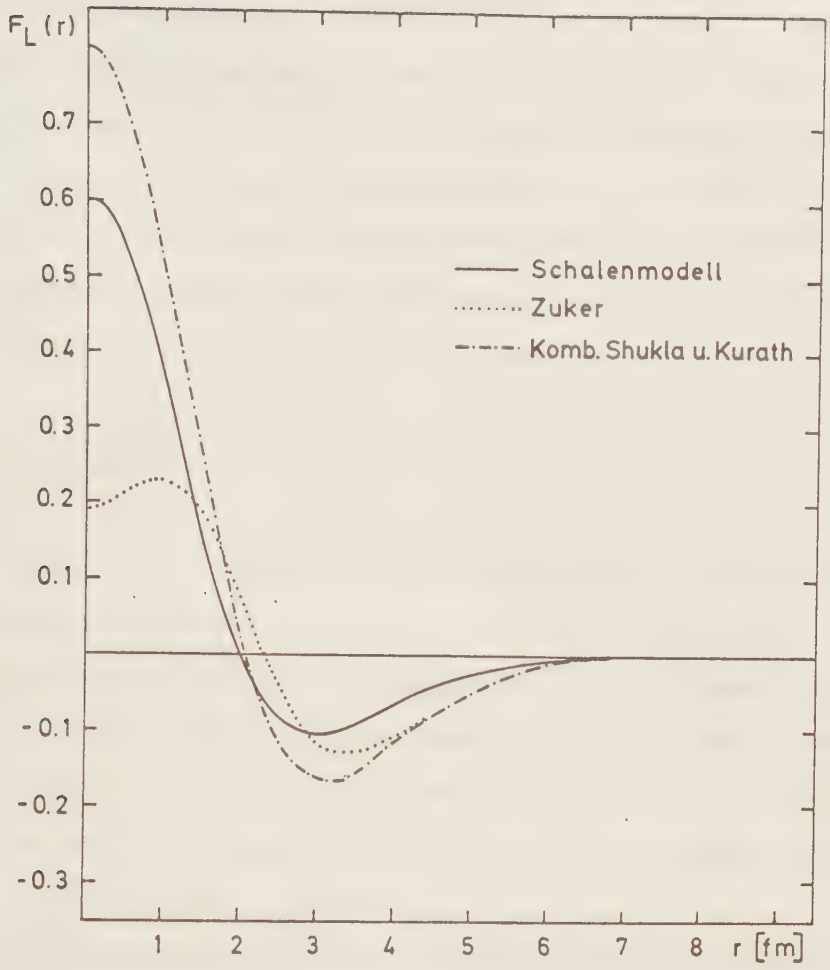


Abb. 7: Formfaktoren für den Übergang von Neutronen in den Grundzustand von ^{15}O bei der $^{13}C(^3He,n)^{15}O$-Reaktion

mit $f(x) = (1 + e^x)^{-1}$ und $x = (r - R) \cdot a^{-1}$ verwendet worden, wobei im Eingangskanal nur eine Volumenabsorption für ^3He-Teilchen und im Ausgangskanal nur eine Oberflächenabsorption für die Neutronen angewendet worden ist. V_o, W, W' und V_{so} sind die Stärken der einzelnen Potentiale, z, Z die Ladung von Projektil und Target, $R = r_o \cdot A^{1/3}$ der Radius des Targetkerns mit der Nukleonenzahl A, a ist die Diffuseness und m_π die Masse des Pions. f(x) gibt für die einzelnen Anteile des optischen Potentials nur die Form an, die einzelnen Parameter r_o und a sind jeweils neben den Stärken freie Parameter.

Die DWBA-Rechnungen sind mit dem Programm DWUCK*) durchgeführt worden, wobei wahlweise auch eine Suchroutine für die Parameter der optischen Potentiale verwendet werden konnte. Minimalisiert wird nach der Methode der kleinsten Abweichungsquadrate zwischen gemessenen und errechneten Daten der Wirkungsquerschnitte und der Polarisation. Die Formfaktoren werden extern mit Programmen von F. Sichelschmidt berechnet und in das Programm DWUCK eingegeben.

b) Diskussion

Es sind mit sehr vielen verschiedenen optischen Potentialen Rechnungen durchgeführt worden. Anhand einer kleinen Auswahl, die in Tabelle 2 zusammengestellt ist, sollen die Ergebnisse diskutiert werden. Die elastischen Streuungen im Ein- und Ausgangskanal und die Polarisation werden durch die Rechnungen absolut ausgegeben, während beim differentiellen Wirkungsquerschnitt noch einige Faktoren frei sind, so zum Beispiel die Größe D_o aus der "Zero-Range"-Näherung.
Es sind deshalb in Abbildung 8 die Maxima des differentiellen Wirkungsquerschnitts bei 7.0 MeV aus der Rechnung mit dem Potential H1 N1 einerseits und aus dem Experiment andererseits aufeinander normiert worden, alle anderen Kurven auch die bei 5.5 MeV sind mit dieser Normierung geeicht. Eine ideale Anpassung der Rechnungen an das Experiment wurde nicht gefunden. Die in Abb. 8 gezeigten Kurven sind mit den Wellenfunktionen nach Zuker et al. (ZuB 69) berechnet worden, da diese aufgrund ihrer Vollständigkeit auch eine Beschreibung der angeregten Zustände im ^{15}O erlauben. Ausgehend von den Potentialen H2 N2 von Donoghue (Don 70) ist versucht worden, die Parameter zu optimieren. Für den Neutronenkanal ist das durch Streuung von Neutronen an ^{16}O gewonnene Potential N1 von Wilmore (Wil 62) verwendet

*) P. D. Kunz: DWUCK - Distroted Waves U. Colorado Spin Orbit Version 15. 08. 67. modifiziert durch W + T Nuclear Research Centre University of Alberta 23. 11. 67. modifiziert durch G. R. Röschert und F. Sichelschmidt, HMI Berlin 1969/70.

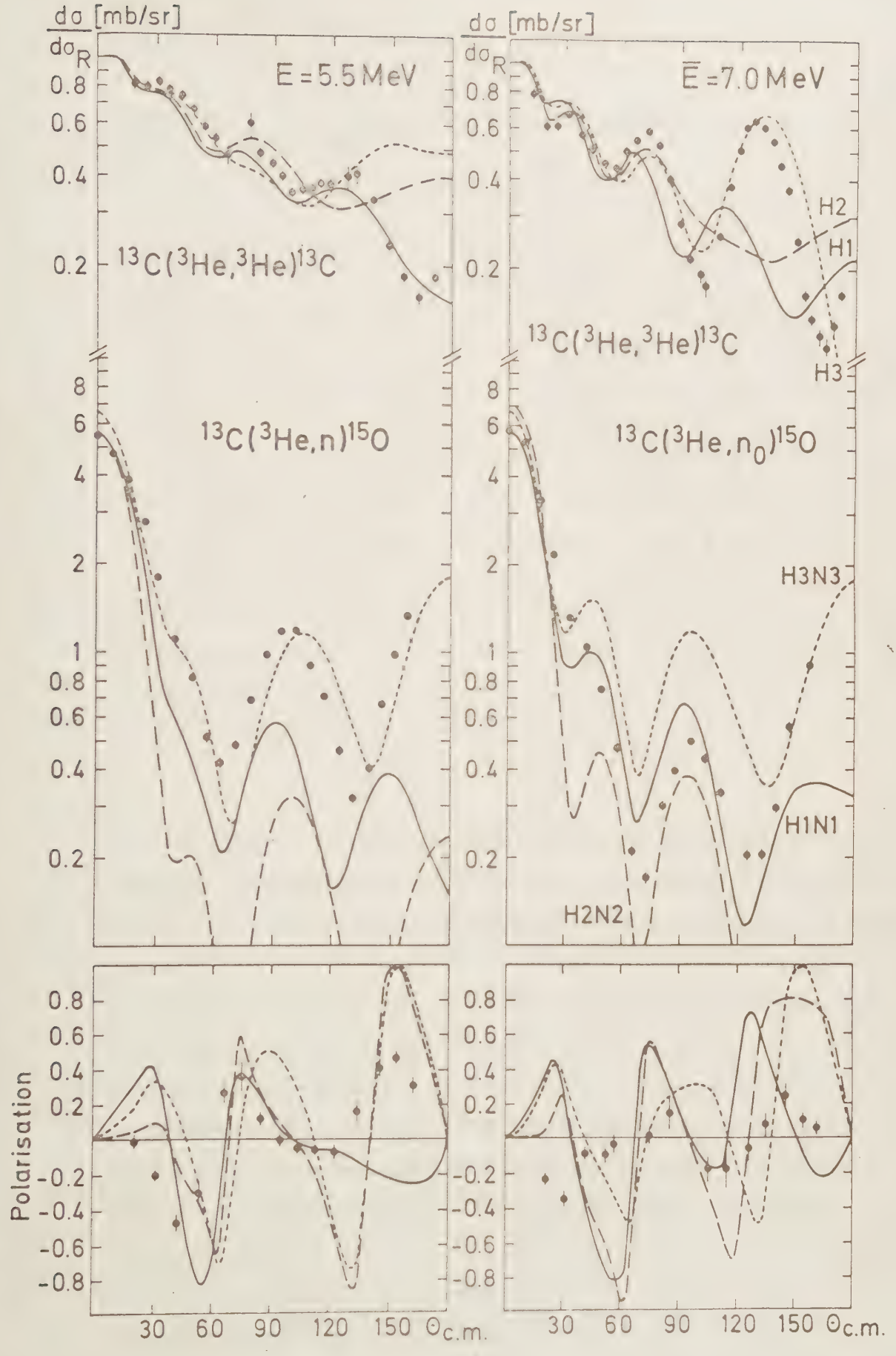


Abb. 8: DWBA-Rechnungen zur $^{13}C(^{3}He,n)^{15}O$-Reaktion. Die Potentiale HN entsprechen Tabelle 2, die Formfaktoren Rechnungen nach Zuker (ZuB 69).

Tabelle 2: Parameter der optischen Potentiale für die Kanäle $^{3}He + ^{13}C$ und $n + ^{15}O$

	V	r_o	a	W	W'	r'	a'	V_{so}	r_c	
H 1	178.0	1.27	0.72	20.0	0	1.80	0.80	3.0	1.40	
H 2	176.0	1.14	0.70	18.5		1.75	0.80	2.5	1.24	a)
H 3	140.9	1.10	0.79	8.7		2.24	0.19	3.0	1.40	b)
H 4	167.0	1.33	0.59	13.7		1.87	0.65	3.0	1.40	c)
N 1	43.5	1.33	0.61		12.8	1.27	0.50	13.3		d)
N 2	59.0	1.17	0.75		43.0	1.26	0.58	12.0		a)
N 3	44.8	1.25	0.65		23.0	1.25	0.70	6,12		e)

a) Donoghue et al. (Don 70)
b) Nüsslin et al bis auf W (Nüs 70)
c) Lettau (Let 71)
d) Wilmore bis auf W' (Wil 62)
e) Rosen (Ros 65)

worden, wobei der Oberflächenabsorptionsparameter W' geändert worden ist. Zusammen mit den experimentellen Neutronenstreudaten an ^{16}O bei 14 MeV sind in Abb. 10 die elastischen Streuquerschnitte aus der Rechnung der Neutronenstreuung am ^{15}O für die drei Potentiale N1, N2 und N3 dargestellt. Das Potential N2 liefert etwa nur ein Drittel der Intensität des gemessenen Wirkungsquerschnitts. Von den Potentialen für Neutronenstreuung an schwereren Kernen unterscheiden sich die Parameter von Wilmore durch einen stark energieabhängigen absorptiven Anteil. Für den Eingangskanal ist das Potential H1 gefunden worden, das zusammen mit dem Potential N1 die Beschreibung der angeregten Zustände im ^{15}O ermöglicht. Bei 5.5 MeV ist die Übereinstimmung der elastischen Streuung und des differentiellen Wirkungsquerschnitts der Reaktion recht befriedigend, während bei 7.0 MeV zwar die wesentliche Struktur der elastischen Streuung beschrieben wird, die Abstände der Extrema aber zu klein wiedergegeben werden. Der differentielle

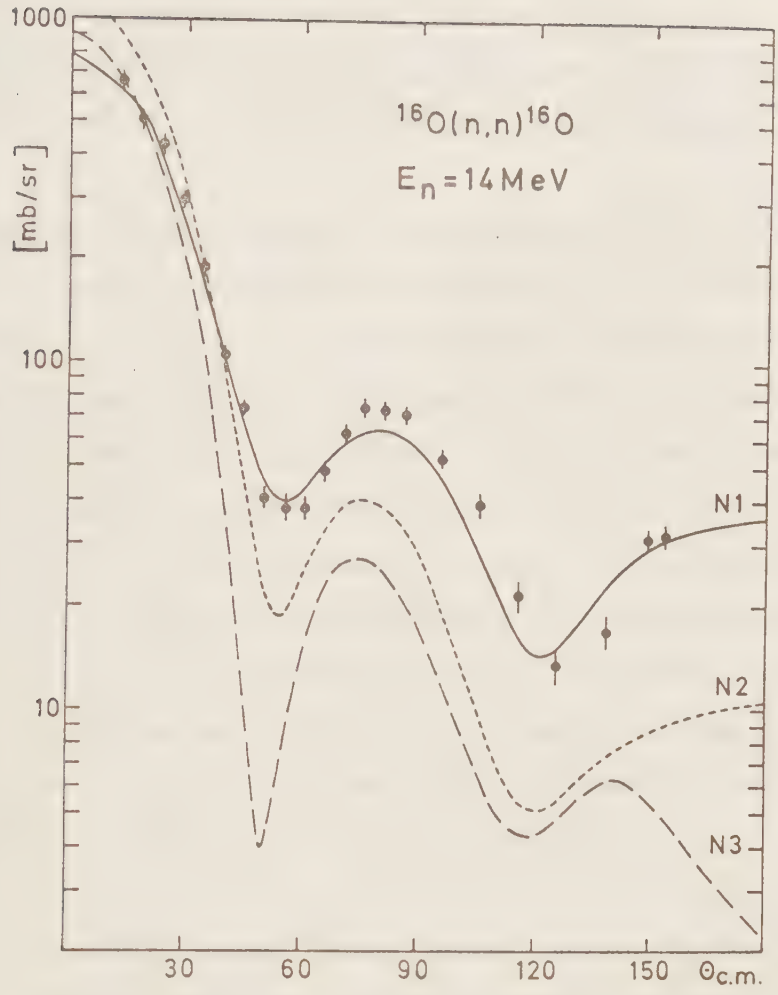


Abb. 10: Experimentelle Neutronenstreuung am ^{16}O und Rechnungen der elastischen Neutronenstreuung am ^{15}O

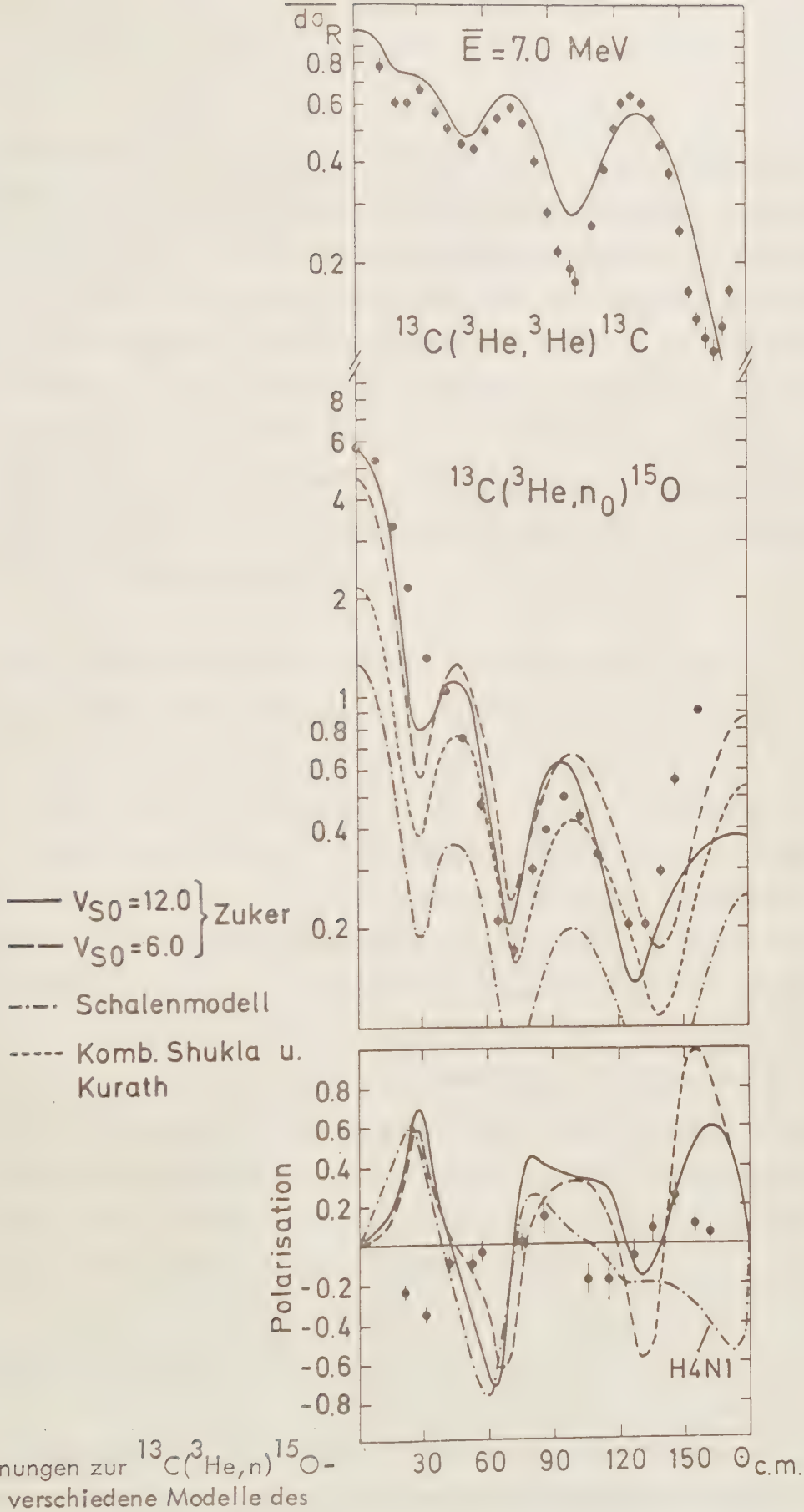
Wirkungsquerschnitt der Reaktion zeigt in guter Übereinstimmung mit dem Experiment das starke Vorwärtsmaximum und die weiteren Strukturen, der Rückwärtsanstieg wird aber nicht in der vollen Höhe erreicht. Bei 35° zeigt sich ein zusätzliches schwaches Minimum.

Die Polarisation wird durch die Potentiale H1 N1 in einem mittleren Winkelbereich gut wiedergegeben. Für die Reaktionswinkel $\Theta < 40^{\circ}$ ist die Übereinstimmung nicht zufriedenstellend. Ein negatives Vorzeichen der Polarisation konnte für kleine Streuwinkel bei 7 MeV nur dann erreicht wer-

den, wenn man auf das Vorwärtsmaximum des Wirkungsquerschnitts verzichtete oder den absorptiven Anteil des Neutronenpotentials stark verkleinerte und damit auch den Wirkungsquerschnitt um einen Faktor 30 bis 50 gegenüber dem mit den Potentialen H1N1 berechneten verringerte.

Eine Empfindlichkeit auf das Spin-Bahn-Potential wurde nur für den Neutronenkanal festgestellt. Während eine Änderung des V_{so} im ^{3}He-Eingangskanal um Faktoren zwei bis drei nur sehr geringfügige Auswirkungen hatte, beeinflußte ein hoher Spin-Bahn-Term im Ausgangskanal die Winkelverteilung des differentiellen Wirkungsquerschnitts und der Polarisation wesentlich. Dies ist dargestellt in Abb. 9 für den Potentialsatz H4 N3 mit V_{so} = 6 MeV und V_{so} = 12 MeV. Für den großen Wert von V_{so} verringern sich das zusätzliche Minimum und die Phase der Modulation im differentiellen Wirkungsquerschnitt, so daß sich das rückwärtige Minimum um 10 Grad verschiebt. Bei der Polarisation bleiben die Nulldurchgänge im wesentlichen beim gleichen Winkel erhalten, während sich die Amplituden verändern, aber auch nicht einheitlich in eine Richtung.

Es wurde geprüft, inwieweit ^{3}He-Potentiale von benachbarten Kernen verwendet werden können. Das Potential H3 von Nüsslin (Nüs 70) wurde mit kleinen Änderungen zur Beschreibung der elastischen ^{3}He-Streuung an ^{13}C, ^{10}B und ^{11}B bei 14 MeV verwendet, hier wurde die Volumenabsorption um ein Viertel verringert. Zusammen mit dem "over all" Neutronenpotential N3 von Rosen (Ros 65), dessen Imaginärteil nicht von der Energie abhängt, lassen sich für den Reaktionswirkungsquerschnitt gute Ergebnisse erzielen. Sehr gut wird auch die elastische Streuung bei 7.0 MeV wiedergegeben. Eine genau so gute Beschreibung der elastischen Streuung und des Wirkungsquerschnitts erreicht man mit dem Potential H4, das von Lettau (Let 71) zur Beschreibung der elastischen Streuungen an Kernen der Massenzahlen A = 13 bis 17 entwickelt wurde. Für verschiedene Modellwellenfunktionen sind die Rechnungen mit der Kombination H4N3 in Abb. 9 dargestellt. Die Intensitäten sind relativ zu der Rechnung mit Formfaktoren nach Zuker (ZuB 69) und einem V_{so} von 12 MeV im Neutronenkanal eingetragen.



9: DWBA-Rechnungen zur $^{13}C(^{3}He,n)^{15}O$-Reaktion für verschiedene Modelle des Anfangs- und Endkerns mit den Potentialen H4N3 der Tab. 2. Die Polarisation ist für die verschiedenen Modelle in der Abbildung nicht unterscheidbar. Die starke Abhängigkeit der Polarisation vom Neutronenkanal wird durch die Potentiale H4N1 dargestellt.

Die Form der Winkelverteilung des differentiellen Wirkungsquerschnitts wird durch alle drei Modelle gleichmäßig gut wiedergegeben. Die Polarisation ist nicht empfindlich auf die verschiedenen Modelle, die gerechneten Werte hierfür weichen so wenig voneinander ab, daß diese Abweichungen in der Zeichnung nicht mehr sichtbar sind. Wie stark im Vergleich die Polarisation der Neutronen von dem Potential im Ausgangskanal abhängt, zeigt die Kombination H4N1 in Abb. 9. Bei Winkeln bis zu 100° ist die Polarisation der Neutronen praktisch identisch mit der des Satzes H1N1. Ebenso unterscheidet sich die Polarisation des Satzes H4N3 (V_{so} = 6 MeV) kaum von der des Satzes H3N3.

Dafür, daß die Polarisation sich für kleine Reaktionswinkel nicht beschreiben läßt, könnte es zwei Gründe geben. Zunächst wäre es die Änderung in der Struktur, wie sie auch beim differentiellen Wirkungsquerschnitt durch die Schulter am Vorwärtsmaximum sichtbar wird. Mit den verschiedenen Formfaktoren und Potentialen war es nicht möglich, diese Schulter für beide Energien von 5.5 MeV und 7.0 MeV so klein wie die Schulter der Messung zu machen, ohne eine Energieabhängigkeit der Potentiale anzunehmen. Ferner liegt noch eine schwache Drehimpulsfehlanpassung (Sto 67) vor. Der Impuls des ^{3}He-Teilchens im Eingangskanal ist etwa 20 % höher als der Impuls der Neutronen im Ausgangskanal. Dies führt dazu, daß höhere Partialwellen durch den Eingangskanal angeregt werden, als in einer elastischen Streuung durch den Ausgangskanal bei der Energie der Neutronen angeregt würden. Es bleibt somit fraglich, ob die Potentiale der elastischen Streuung den (^{15}O + n)-Kanal der Reaktion richtig repräsentieren.

c) Zusammenfassung

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß die wesentlichen Strukturen der Winkelverteilungen der elastischen Streuung und der Reaktion beschrieben werden können. Die ^{3}He-Potentiale zeigen eine starke Energieabhängigkeit. Für die Polarisation der Neutronen aus der Reaktion lassen sich bei Winkeln

größer als 40° die Vorzeichen und die Nulldurchgänge richtig wiedergeben. Dies gelingt nicht für kleine Winkel. Eine Polarisationsmessung bei 10 MeV ^{3}He-Einschußenergie könnte Aufschluß darüber geben, ob das angedeutete Minimum im Wirkungsquerschnitt und die negative Polarisation unter Vorwärtswinkeln bei 7 MeV korreliert sind, da bei 10 MeV dies Minimum deutlich ausgeprägt ist.

Wie schon oben erwähnt wurde, gibt es nur sehr wenige Polarisationsmessungen nach Zweiteilchen-Transferreaktionen und dann auch nur bei Energien unter 5 MeV. Es ist daher von großem Interesse, auch an anderen Kernen mit einem Drehimpulsübertrag von L = 1 und 2 Messungen, wie hier beschrieben, durchzuführen. Ähnlich wie bei Einteilchen-Transferreaktionen kann man erwarten, daß in diesen Fällen die Polarisation wesentlich stärker von den Modellen der Kernwellenfunktionen abhängen wird. Da bislang aber auch erst wenige Messungen des differentiellen Wirkungsquerschnitts nach (^{3}He,n)-Reaktionen bekannt sind, wird man wohl zuerst die wesentlich einfachren Experimente zur Messung des Wirkungsquerschnitts durchführen und dann in besonders interessanten Fällen auch die Polarisation der Neutronen nach der Reaktion bestimmen.

Literaturverzeichnis

Adel 70 — E. G. Adelberger, A. B. McDonald
Nucl. Phys. A 145 (1970) 497

Ajz 70/71 — F. Ajzenberg-Selove
Nucl. Phys. A 152 (1970) No 1, Nucl. Phys. A 166 (1971) No 1

Bie 61 — L. C. Biedenharn, G. R. Satchler
Proceedings of the International Symposium on Polarization Phenomena of Nucleons, Basel 1960

Büs 64 — F. W. Büßer
Diplomarbeit, Hamburg 1964

Büs 65 — F. W. Büßer, J. Christiansen, F. Niebergall, G. Söhngen
Zeitschrift f. Phys. 187 (1965) 243

Bus 67 — W. Busse
Diplomarbeit, Berlin 1967

Bus 70 — W. Busse, B. Efken, D. Hilscher, J. Scheer, W. Wenning
Nucl. Phys. A 152 (1970) 354

Coh 65 — S. Cohen, D. Kurath
Nucl. Phys. 73 (1965) 1

DeMa 69 — D. C. De Martini, T. R. Donoghue
Bull. Am. Phys. Soc. 14 (1969) 1229
D. C. De Martini
Ph. D. Thesis, Ohio State University 1969

Desh 64 — V. K. Desphande, H. W. Fulbright, J. W. Verba
Nucl. Phys. 52 (1964) 457

Din 65 — G. U. Din, J. L. Weil
Nucl. Phys. 71 (1965) 641

Don 70 — T. R. Donoghue, D. C. De Martini
Progress Report to The National Science Foundation,
VDG - 006 (1970) 5

Dug 63 — J. L. Duggan, P. D. Miller, R. F. Gabbard
Nucl. Phys. 46 (1963) 336

Efk 68 — B. Efken
Diplomarbeit, Berlin 1968

Eler 71 — G. Eler, M. I. Krivopustov, H. J. Wiebicke, F. Asfur,
I. U. Sizov, G. Shirmer
JINR - P 15 - 5156 und Nucl. Sci. Abstr. 3562 (1971)

Gra 67 — K. Grabisch
Diplomarbeit, Berlin 1967

Gle 63 — N. K. Glendenning
Ann. Rev. Nucl. Sci. 13 (1963) 191

Hil 68 — D. Hilscher
Dissertation, FU Berlin 1968

Hin 71 — H. F. Hinderliter, W. A. Lochstet
Nucl. Phys. A 163 (1971) 661

Hon 69 — J. L. Honsaker, W. J. McDonald, G. C. Neilson, T. H. Hsu
Int. Conf. on Properties of Nuclear States, Montreal,
Canada 1969 contrib. 8.51

Hoo 66 — B. Hoop, H. H. Barschall
Nucl. Phys. 83 (1966) 55

Hub 60 — Proceedings of the International Symposium on Polarization
Phenomena of Nucleons, edited by
P. Huber, P. Meyer, Birkhauser Verlag Basel 1960

Krau 66 — R. Krauze, I. U. Sizov, G. Eler
JINR - P - 2725 und Nucl. Sci. Abstr. 36169 (1966)

Let 70 — H. Lettau
Diplomarbeit, Berlin 1970

Let 71 — H. Lettau
wird veröffentlicht

Mur 67 — W. R. McMurray, P. Van der Merwe, I. J. Van Heerden
Nucl. Phys. A 92 (1967) 401

Nüs 70 — F. Nüsslin, P. Braun-Munzinger
Zeitschrift f. Physik 240 (1970) 217

Rod 59 — L. S. Rodberg
Nucl. Phys. 15 (1959) 72

Ros 65 — L. Rosen
Proc. of the 2nd International Symposium on Polarization Phenomena of Nucleons, Karlsruhe (1965) 253

Sat 64 — G. R. Satchler
Nucl. Phys. 55 (1964) 1

Sat 68 — G. R. Satchler, L. W. Owen, A. J. Elwyn, G. L. Morgan, R. L. Walter
Nucl. Phys. A 112 (1968) 1

Scha 67 — L. A. Schaller, R. S. Thomason, N. R. Roberson, R. L. Walter, R. M. Drisko
Phys. Rev. 163 (1967) 1034

Schi 56 — J. P. Schiffer, T. W. Bonner, R. H. Davis, F. W. Prosser
Phys. Rev. 104 (1956) 1064

Shu 67 — A. P. Shukla
Dissertation, Princeton 1967, Technical Report PUC - 937 - 262

Shu 68 — A. P. Shukla, G. E. Brown
Nucl. Phys. A 112 (1968) 296

Sic 70 — F. Sichelschmidt
Dissertation, FU Berlin 1970

Stam 68 — T.H. Stammbach, R. S. Thomason, J. Taegler, R. L. Walter
Phys. Rev. 174 (1968) 1119

Sim 65/67 D. G. Simons, R. W. Detenbeck
Phys. Rev. 137 (1965) B 1471
D. G. Simons
Phys. Rev. 155 (1967) 1132

Sto 67 R. Stock. R. Bock, P. David, H. H. Duhm, T. Tamura
Nucl. Phys. A 104 (1967) 136

Thom 67 R. S. Thomason, L. A. Schaller, R. L. Walter
Bull. Am. Phys. Soc. 12 (1967) 88

Towl 61 J. H. Towle, B. E. F. Macefield
Proc. Phys. Soc. 77 (1961) 399

Wel 68 H. R. Weller, N. R. Roberson, D. R. Tilley
Nucl. Phys. A 122 (1965) 529

Wil 62 D. Wilmore
Zitiert von P. E. Hodgson
Conf. Direct Interactions and Nuclear Reaction Mechanisms
1962, S. 103

Wolf 49 L. Wolfenstein
Phys. Rev. 75 (1949) 1664

Wolf 56 L. Wolfenstein
Ann. Rev. of Nucl. Sci. Vol. 6 (1956) 43

ZuB 69 A. P. Zuker, B. Buck, J. B. McGrory
Informal Report BNL 14085

Zuk 69 A. P. Zuker
Phys. Rev. Let. 23 (1969) 983

Die vorliegende Arbeit entstand im Sektor Kernphysik des Hahn-Meitner-Instituts. Herrn Prof. Dr. K. H. Lindenberger spreche ich meinen Dank aus für die Ermöglichung dieser Arbeit in seinem Sektor, Herrn Priv. Doz. Dr. J. A. Scheer für die vielfältige Betreuung.

Den Herren W. Busse, Dr. D. Hilscher, Dr. H. Morgenstern, Dr. W. Bohne, H. Lettau, Dr. M. Hagen, J. Bommer und H. Kluge danke ich für ihre Hilfe bei den Messungen und bei der Bedienung der verschiedenen Apparaturen.

Mein Dank gilt Herrn Dr. F. Sichelschmidt für viele anregende Diskussionen und die Bereitstellung der von ihm berechneten Formfaktoren, Herrn Busse für seine ständige Hilfsbereitschaft.

Herr D. Renner und seine Mitarbeiter sorgten für einen betriebsbereiten Beschleuniger, und Fräulein I. Lang fertigte die graphischen Darstellungen an. Ihnen allen sei aufrichtig gedankt.

Lebenslauf

Am 4. September 1941 wurde ich, Bernhard Clemens Efken, als Sohn des Posthauptsekretärs Wilhelm Efken und seiner Ehefrau Elisabeth, geb. Altevers, in Meppen geboren. Mit drei Geschwistern wuchs ich im Elternhaus auf.

Vier Jahre besuchte ich die Grundschule und anschließend das Gymnasium in Meppen. Ostern 1957 wechselte ich auf den mathematischen Zweig der Paul-Natorp-Schule in Berlin-Schöneberg über und bestand dort im März 1962 die Reifeprüfung.
Vom Sommersemester 1962 an studierte ich Physik an der Freien Universität Berlin, wo ich im November 1964 die Diplom-Vorprüfung ablegte. Danach setzte ich mein Studium fort. Ab Oktober 1966 fertigte ich unter Leitung von Prof. Dr. K. H. Lindenberger im Hahn-Meitner-Institut für Kernforschung Berlin meine Diplomarbeit "Untersuchung der $D_{3/2}$-Resonanz im ^5He durch Messung der Asymmetrie der Neutronenstreuung am ^4He" an und bestand im Oktober 1968 die Diplomprüfung in Physik an der Freien Universität Berlin.

An der Freien Universität und später am Hahn-Meitner-Institut war ich als wissenschaftlicher Hilfsassistent tätig, seit August 1969 bin ich als wissenschaftlicher Angestellter am Hahn-Meitner-Institut beschäftigt. Neben der Wahrnehmung von Betriebsaufgaben galt meine Arbeit der Forschung, und zwar der Polarisation von Neutronen nach Kernreaktionen und der Streuung von Neutronen an Helium.